



## 저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

공학석사 학위논문

자기소용돌이의 형태의 강자성 구조 간  
효율적 에너지 전달 방법에 대한  
미소자기학 전산모사 연구

**Study on Method of Efficient energy  
transfer between Vortex-state  
Ferromagnetic structures  
by Micromagnetic Simulation**

2013 년 8 월

서울대학교 대학원  
공과대학 재료공학부  
김지혜

자기소용돌이의 형태의 강자성 구조 간  
효율적 에너지 전달 방법에 대한  
미소자기학 전산모사 연구

**Study on Method of Efficient energy transfer between  
Vortex-state Ferromagnetic Structures  
by Micromagnetic Simulation**

지도교수 김 상 국

이 논문을 공학석사학위논문으로 제출함

2013년 8월

서울대학교 대학원  
재 료 공 학 부  
김 지 혜

김지혜의 석사학위논문을 인준함

2013년 8월

위 원 장 김 미 영 (인)

부 위 원 장 김 상 국 (인)

위 원 한 승 우 (인)

## 학위논문 원문제공 서비스에 대한 동의서

본인의 학위논문에 대하여 서울대학교가 아래와 같이 학위논문 저작물을 제공하는 것에 동의합니다.

### 1. 동의사항

- ①본인의 논문을 보존이나 인터넷 등을 통한 온라인 서비스 목적으로 복제할 경우 저작물의 내용을 변경하지 않는 범위 내에서의 복제를 허용합니다.
- ②본인의 논문을 디지털화하여 인터넷 등 정보통신망을 통한 논문의 일부 또는 전부의 복제.배포 및 전송 시 무료로 제공하는 것에 동의합니다.

### 2. 개인(저작자)의 의무

본 논문의 저작권을 타인에게 양도하거나 또는 출판을 허락하는 등 동의 내용을 변경하고자 할 때는 소속대학(원)에 공개의 유보 또는 해지를 즉시 통보하겠습니다.

### 3. 서울대학교의 의무

- ①서울대학교는 본 논문을 외부에 제공할 경우 저작권 보호장치(DRM)를 사용하여야 합니다.
- ②서울대학교는 본 논문에 대한 공개의 유보나 해지 신청 시 즉시 처리해야 합니다.

논문제목 : 자기소용돌이의 형태의 강자성 구조 간 효율적 에너지 전달 방법에 대한 미소자기학 전산모사 연구

학위구분 : 석사 ☒.박사 ☐

학 과 : 재료공학부

학 번 : 2011-20632

연 락 처 :

저 작 자 : 김 지 혜 (인)

제 출 일 : 2013 년 8 월 1 일

서울대학교총장 귀하

## 초 록

### 자기소용돌이의 형태의 강자성 구조 간 효율적 에너지 전달 방법에 대한 미소자기학 전산모사 연구

최근 전자소자의 정보신호 전달방법인 전자 전하의 움직임을 대체 할 수 있는 방법으로써 자기소용돌이 핵의 회전 운동을 이용한 정보신호 전달 방법이 연구되고 있다. 정보 전달에 있어서 가장 중요한 요인은 빠른 전달 속도와 작은 에너지 손실이다. 자기소용돌이 간 정보 전달은 매우 빠른 시간 내에 이루어 질 뿐만 아니라 그 과정에서 에너지 손실이 작아 고효율의 정보신호 전달을 가능케 할 것으로 기대된다. 본 연구에서는 자기소용돌이 간 에너지 전달 시간 및 에너지 감쇠를 실험 시 제어 가능한 인자의 함수로써 수식적 도출하고 미소자기 전산모사 방법을 통해 그 타당성을 검증하였다. 그 결과 에너지 전달 시간 및 에너지 감쇠가 원형 박막의 크기 혹은 구성 물질을 바꿈으로써 외부적으로 제어될 수 있음을 밝혀냈다.

주 요 어 : 자기소용돌이 구조, 에너지 전달, 미소자기학 전산모사

학 번 : 2011-20632

# 목 차

|   |    |
|---|----|
| 초 록.....  | i  |
| 그림 목차.....  | iv |
| I. 서 론.....   | 1  |
| II. 연구배경 .....                                      | 7  |
| II. 1. 미소자기 전산모사 .....                              | 7  |
| II. 2. 자기소용돌이 구조의 동적 거동 .....                       | 13 |
| II. 3. 쌍-결합된 자기소용돌이 구조의 동적 거동 .....                 | 17 |
| III. 본 론.....                                       | 22 |
| III. 1. 에너지 전달 시간의 박막 구조인자 및 물질 상수 의존성 .....        | 22 |
| III. 1. 1. 에너지 전달 시간의 수식적 도출.....                   | 22 |
| III. 1. 2. 에너지 전달 시간과 원판 반지름-두께 비율과의 관계 ...         | 26 |
| III. 1. 3. 에너지 전달 시간과 물질 포화자화량과의 관계 .....           | 32 |
| III. 1. 4. 에너지 전달 시간과 상대적 핵 자화방향과의 관계 .....         | 37 |
| III. 2. 에너지 감쇠의 박막 구조인자 및 물질 상수 의존성 .....           | 39 |
| III. 2. 1. 에너지 감쇠의 수식적 도출 .....                     | 39 |
| III. 2. 2. 에너지 감쇠와 물질 포화자화량 및 고유감쇠상수<br>와의 관계 ..... | 42 |
| III. 2. 3. 에너지 감쇠와 원판 두께와의 관계 .....                 | 47 |
| III. 3. 에너지 전달시간 및 에너지 감쇠 곱의 물질 고유감쇠상수<br>의존성 ..... | 50 |
| III. 4. 에너지 전달 시간과 수직 자기장 세기와의 관계 .....             | 53 |
| IV. 결 론.....  | 57 |
| V. 참고문헌 .....                                       | 58 |

|  |    |
|--|----|
| Publication List, Presentation in Conferences..... | 65 |
| 감사의 글.....   | 66 |

## 그림 목차

|  |    |
|--|----|
| 그림 1. 자기 소용돌이 구조의 도식적 예시.....                                      | 5  |
| 그림 2. 자기소용돌이 핵의 도식적 예시 .....                                       | 5  |
| 그림 3. 평면 상 자화방향과 핵 자화방향의 조합에 따른 4 개의<br>자기소용돌이 구조.....             | 6  |
| 그림 4. 감쇠를 수반하여 유효 자기장 주위를 세차운동하는 자화벡터의<br>도식적 예시.....              | 12 |
| 그림 5. 원판 두께에 대한 자기소용돌이 간 상호작용 세기 값의 변화                             | 25 |
| 그림 6. 자기소용돌이 핵의 시간에 따른 위치 그래프.....                                 | 28 |
| 그림 7. 자기소용돌이 핵의 시간에 대한 절대 변위 그래프 .....                             | 29 |
| 그림 8. 미소자기 전산모사를 위한 자기소용돌이 모델의 도식적 예시                              | 30 |
| 그림 9. 에너지 전달 시간과 반지름-두께 비율과의 관계 .....                              | 31 |
| 그림 10. 에너지 전달 시간과 포화자화량과의 관계.....                                  | 34 |
| 그림 11. 포화자화량에 대한 자이로벡터 및 $x$ , $y$ 축 자기소용돌이 간<br>상호작용 세기의 변화 ..... | 35 |
| 그림 12. 포화자화량에 대한 $x$ , $y$ 축 자기소용돌이 간 상호작용세기<br>합의 변화 .....        | 36 |
| 그림 13. 에너지 전달 시간과 자기소용돌이 핵의 상대적 수직<br>자화방향과의 관계 .....              | 38 |
| 그림 14. 자기소용돌이 핵의 시간에 대한 절대 변위 그래프.....                             | 44 |
| 그림 15. 에너지 감쇠와 포화자화량과의 관계.....                                     | 45 |
| 그림 16. 에너지 감쇠와 고유감쇠상수와의 관계 .....                                   | 46 |
| 그림 17. 에너지 감쇠와 원판 두께와의 관계.....                                     | 48 |
| 그림 18. 원판 두께에 따른 자이로벡터, 고유감쇠상수 및 자기소용돌이                            |    |



|  |    |
|--|----|
| 핵의 고유회전진동수 변화 .....                            | 49 |
| 그림 19. 에너지 전달 시간, 에너지 감쇠의 곱과 고유감쇠상수와의 관계 ..... | 52 |
| 그림 20. 수직 방향 자기장세기에 따른 진동수 분산 변화 .....         | 55 |
| 그림 21. 수직 방향 자기장세기에 따른 에너지 전달 시간 변화 .....      | 56 |

# I. 서론

현재 전자소자에서의 정보 전달 및 처리는 전자 전하의 움직임이나 다양한 파장의 광자를 통하여 이루어진다. 하지만 이러한 방법들은 소자의 고집적화 시 전력소모가 증가할 뿐만 아니라 여러 양자역학적 한계에 부딪치게 된다[1]. 따라서 오래 전부터 이를 극복할 수 있는 대안으로써 강자성체 박막에서의 자화배열을 이용한 정보 전달 및 정보 처리 연구가 활발히 진행되어 왔다[2-8]. 현재까지 자구벽(domain wall)의 움직임을 이용한 정보 저장이나[4, 5] 고체 자기 메모리(magnetic random access memory)[6], 스핀파를 이용한 논리연산 소자[7, 8]등이 연구되어 왔으며 최근에는 강자성체 박막에서 나타나는 자화배열인 자기소용돌이 구조를 이용한 정보 전달도 새롭게 연구된 바 있다[9-13].

일정한 형상을 가지는 강자성체 박막에서의 자기모멘트 배열은 교환 에너지(exchange energy), 정자기 에너지(magnetostatic energy), 자기결정이방성 에너지(magnetocrystalline anisotropy), 제이만 에너지(Zeeman energy)에 의해 결정된다. 특히 작은 자기결정이방성 에너지를 가지는 니켈(Ni), 철(Fe) 또는 이들의 합금인 퍼멀로이( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , Py) 등의 연자성 물질들은 마이크로 단위 이하에서 이 에너지들을 낮추기 위한

흥미로운 자기모멘트 배열을 보이는데[14-17] 이를 자기소용돌이(magnetic vortex)구조 라고 한다.

강자성체에서 자기모멘트 배열 시 외부 힘이 없다면 제이만 에너지는 무시될 수 있고 자기모멘트 배열은 오로지 교환 에너지와 정자기 에너지의 간섭에 의해 결정된다[15, 18, 19]. 교환 에너지는 전자의 스핀-자기 모멘트가 평행한 배열을 선호하며 정자기 에너지는 자기자유극자(magnetic free pole)가 생기지 않는 자기모멘트 배열을 선호한다. 결과적으로 강자성체에서의 자화배열(magnetic orientation)은 박막이 수 마이크론( $\mu\text{m}$ ,  $10^{-6}$ )의 두께와 수십 나노( $\text{nm}$ ,  $10^{-9}$ )의 두께를 가질 때 자기자유극자를 없애기 위해 <그림 1>처럼 모서리를 따라 평면상(in-plane)에서 회전하는 형상을 가지게 된다. 하지만 이러한 자화배열은 자기소용돌이 중심부분으로 갈수록 인접해 있는 자기모멘트 간 방향 차가 커지게 되고 결국 중심부분에서 이 변화량은 무한히 커지게 된다. 이것은 자기 모멘트가 평행한 배열을 선호하는 교환 에너지 관점에서 매우 불안정한 형상이며 결국 교환 에너지를 낮추기 위해[20] <그림 2>처럼 수 나노크기의 평면 수직방향의(out-of-plane) 자화구조가 생기게 되는데 이를 자기소용돌이 핵(magnetic vortex core)이라 한다[15, 18, 19].

결과적으로 자기소용돌이 구조는 평면상에 소용돌이 형태로 배열된 수평 자화성분과 중심부에 수직한 자화성분인 자기소용돌이

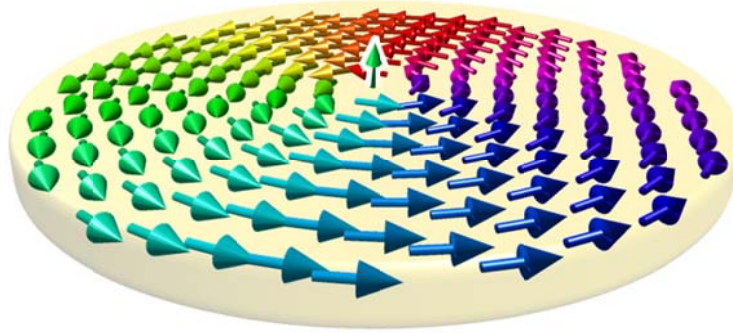
핵으로 이루어지게 된다[14-16, 19]. 그리고 이때 평면상의 자화배열이 시계방향 (chirality,  $C=-1$ ) 또는 반시계방향( $C=+1$ )인지 그리고 자기소용돌이 핵의 수직 자화방향(polarization,  $p$ )이 위( $p=+1$ ) 또는 아래 방향( $p=-1$ )인지 따라 <그림 3>처럼 에너지적으로 동일한 4 개의 상태를 가지게 된다.

강자성 박막에서 자기소용돌이 구조의 자기모멘트 배열은 외부 자기장 또는 스핀-전류에 의해 여기 될 수 있으며 여기 시키는 방법에 따라 각기 다른 동적 거동을 나타낸다. 그 중 병진모드(translational mode)[16, 17, 21-23]는 자기소용돌이 핵이 평형위치 주위를 회전하며 수 십 메가(mega,  $10^6$ )에서 일 기가(giga,  $10^9$ ) 헤르츠(Hz) 범위의 고유 회전진동수(eigenfrequency)를 가지게 된다[21]. 이 고유 회전진동수는 원판의 반지름, 두께 비율에 선형적으로 비례하며 회전 방향은 자기소용돌이 핵의 자화방향에 따라 달라지게 된다[21, 24].

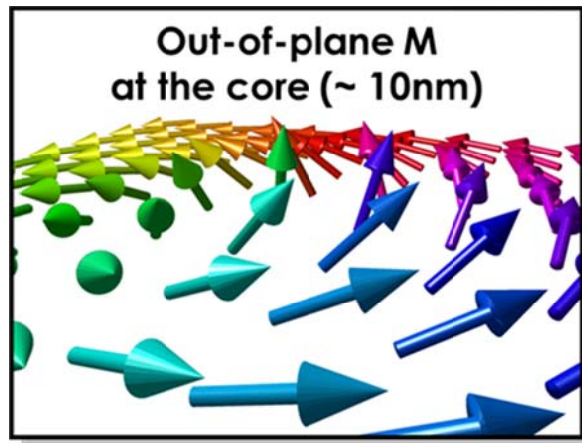
하나의 자기소용돌이 구조에서 확장되어 최근에는 쌍-결합된 자기소용돌이의 동적 거동이 새롭게 연구되고 있다[9-13]. 정자기적으로 결합되어 있는 두 자기소용돌이 구조 간에는 상호적인 에너지 전달이 가능하며 이를 바탕으로 자기소용돌이 핵의 회전운동을 매개로 한 새로운 정보신호 전달 방법이 제시되었다[9, 10, 12, 13, 25]. 정보신호 전달 시 가장 중요한 요인은 신호 전달 속도와 에너지 손실 이다. 자기소용돌이를 이용한 정보신호 전달 방법은 전달 속도가 빠르고

에너지 손실이 작을 뿐만 아니라 작은 전력의 입력 신호를 필요로 하여 차세대 정보 처리 소자로써 주목을 받고 있다.

본 논문에서는 정보신호 전달 시 중요한 인자인 에너지 전달 시간과 에너지 감쇠를 외부적으로 제어 가능한 변수로써 수식적으로 도출하고 미소자기 전산모사 방법을 통하여 그 타당성을 확인하였다. 그 결과 에너지 전달 시간 및 에너지 감쇠와 박막의 크기, 물질상수와의 상관관계를 도출함으로써 자기소용돌이 간 효율적인 에너지 전달을 위한 실질적 방법을 제시하였다.



〈그림 1〉 (참고문헌 [26]) 자기소용돌이 구조의 도식적 예시. 마이크로 단위의 연자성 물질에서의 자기모멘트는 평면상에서 회전하는 구조를 형성하며 등근 모서리를 따라 배열한다. 이 같은 배열로 자기자유극이 생성되는 것을 방지함으로써 정자기 에너지를 낮출 수 있다.



〈그림 2〉 자기소용돌이 핵의 도식적 예시. 평면상에 회전하는 자기 모멘트 배열 중심에 수 나노 크기의 수직 방향 자화구조가 생성된다.

$[p,c] = [+1,+1]$



$[+1,-1]$



$[-1,+1]$



$[-1,-1]$



〈그림 3〉 (참고문헌 [26]) 평면 상 자화방향(시계, 반시계)과 핵의 수직 자화방향(위, 아래)의 조합에 따른 4 개의 자기소용돌이 구조.

## II. 연구 배경

### II.1. 미소자기 전산모사

철, 코발트 그리고 니켈 같은 특정 3d 전이 금속 결정은 외부자장이 없는 상태에서도 자발적인 자기모멘트를 가지게 되는데 이러한 물질을 강자성체(ferromagnets)라고 한다. 미소자기학(micromagnetics)이란 강자성체 구조에서 자화 벡터의 동적 거동을 기술하기 위한 연속체 이론으로 주로 수백 마이크로미터(micron,  $10^{-6}$ )에서 수 나노(nano,  $10^{-9}$ ) 미터 범위에서 사용된다[27, 28]. 지금까지 미소자기학 계산 방법은 컴퓨터의 발전과 더불어 자구벽의 동적 거동이나 자화 반전 같은 자성물질의 동적 특성을 예측하는 주요 도구가 되어왔다.

미소자기학에서 자화벡터의 동적 특성은 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation[29, 30]에 의해 기술되며 이는 Gilbert에 의해 제안된 감쇠상수를 포함하여 고전적 각 운동량과 쌍극자 운동량의 상관관계로부터 다음과 같이 기술된다.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[ \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \quad (\text{II.1.1})$$

위 식에서  $\mathbf{M}$ 은 포화자화량(saturation magnetization)  $M_s$ 를 가질 때 자화량의 연속 벡터이며  $\gamma$ 는 길버트 자기회전비율(Gilbert gyromagnetic ratio),  $\alpha$ 는 단위가 없는 길버트 감쇠상수(Gilbert damping constant)이



다. 첫번째 항은 자화벡터  $\mathbf{M}$ 이 유효자장(effective magnetic field,  $\mathbf{H}_{eff}$ ) 주위를 세차운동하는 회전력(torque)을 나타내며 두번째 항은 자화벡터의 진동운동 시 고전적인 감쇠를 의미한다. 길버트 감쇠 상수는 자화벡터를 감쇠를 수반한 나선운동을 하게 하여 결국 자화벡터는 시간에 지남에 따라 유효자장과 같은 방향으로 배열하게 된다. 유효자장  $\mathbf{H}_{eff} = -\delta E / \delta \mathbf{M}$ 은 전체 에너지  $W$ 의 자화벡터에 대한 변분 도함수이며 이 때 전체 에너지는 교환 에너지, 정자기 에너지, 자기결정이방성 에너지, 제이만 에너지를 포함한다. 각 에너지 항들에 대한 설명은 다음에서 기술되며 <그림 4>는 위 내용을 도식적으로 표현한 예시이다.

강자성체에서의 자기 모멘트는 결정 구조 안에서 서로 평행한 전자 스핀이 규칙적인 배열을 함으로써 나타나게 된다. 그리고 이때 원자 스핀의 자기모멘트 간 상호작용을 교환 상호작용(exchange interaction)이라 한다. Heisenberg 모델로부터 원자 스핀 자기모멘트  $m_1$  과  $m_2$  사이의 교환 상호작용에 의한 에너지는 다음과 같이 표현된다 [31].

$$w_{ij} = -2J_{ex}m_i \cdot m_j \quad (\text{II.1.2})$$

여기서  $J_{ex}$ 는 i, j번째 원자 전하 분포의 중첩과 관련된 교환 적분(exchange integral)이다. 강자성체에서 이 적분상수  $J_{ex}$ 는 양의 값이며 따라서 인접한 스핀은 서로 평행한 배열을 선호하게 된다. 만일  $m_i$ 과

$m_j$  사이의 각이 작다면 교환에너지는 단위 부피 안에 모든 원자 쌍의 교환에너지 합으로써 다음과 표현된다.

$$E_{ex} = \int_V A_{ex} \left\{ \left( \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial z} \right)^2 \right\} dV = \frac{A_{ex}}{M_s^2} \int_V (\nabla \mathbf{M})^2 dV \quad (\text{II.1.3})$$

여기서  $\mathbf{a}$ 는  $m_i, m_j$ 에 평행한 단위 벡터이며  $A_{ex} (= nJS^2/a)$ 는 단위 격자가 격자상수  $a$ 와  $n$ 개의 원자를 가질 때의 교환상수이다. 교환 자장 (exchange field,  $\mathbf{H}_{ex}$ )은 교환 에너지의 변분 도함수으로써 아래와 같이 주어진다.

$$\mathbf{H}_{ex} = -\frac{\delta E_{ex}}{\delta \mathbf{M}} = \frac{2A_{ex}}{M_s} \nabla^2 \mathbf{M} \quad (\text{II.1.4})$$

강자성체 요소 표면에서의 자기 자유극은 자화벡터  $\mathbf{M}$ 의 방향과 반대방향의 내부 힘을 만들어 내며 이를 정자기적 자장 (magnetostatic field) 또는 자기소거 자장(demagnetization field)이라 한다. 맥스웰 방정식(Maxwell's equation)의  $\nabla \times \mathbf{H}_d = 0$ 와  $\nabla \cdot \mathbf{B}_d = 0$ 으로부터 자기소거 자장은

$$\mathbf{H}_d(\mathbf{r}) = -\int_V \frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} dV' + \int_S \frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{n}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} dS' \quad (\text{II.1.5})$$

와 같이 주어지며 여기서  $\mathbf{n}$ 은 표면에 수직한 단위 벡터이다. 결과적으로 자기소거 에너지(demagnetization energy) 또는 정자기적 에너지는 다음과 같이 주어진다.

$$E_{demag} = -\frac{1}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d dV \quad (\text{II.1.6})$$

물질의 결정학적 축(crystallographic axis)과 관련된 자화벡터  $\mathbf{M}$ 의 방향은 자기결정이방성 에너지(magnetocrystalline energy)로 정의되는 내부에너지에도 영향을 주게 된다. 따라서 자발적 자화는 특정 결정학적 축과 평행할 때 에너지 적으로 안정하게 되고 이러한 축을 자화 용이축(easy axis)이라 한다. 단축 자기 이방성과 같이 간단한 경우에 대하여 자기결정이방성 에너지는

$$E_{ani} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + \dots \quad (\text{II.1.7})$$

와 같으며 이 때  $\theta$ 는 자화벡터와 자화 용이축 사이의 각도,  $K_n$  ( $n=1,2,\dots$ )은 결정 이방성 상수이다. 마찬가지로 자기 결정 이방성 자장 (magneto-crystalline anisotropy field)또한 자기 결정 이방성 에너지의 변분 도함수를 통해 얻을 수 있고 일반적으로 그 크기는 연자성 물질에서 매우 작고 퍼멀로이에서는 무시할 만 하다.

제이만 에너지는 자화벡터  $\mathbf{M}$ 과 외부 자장  $\mathbf{H}_{ext}$  사이의 상호작용에 기인하며 수식으로는 아래와 같이 표현된다.

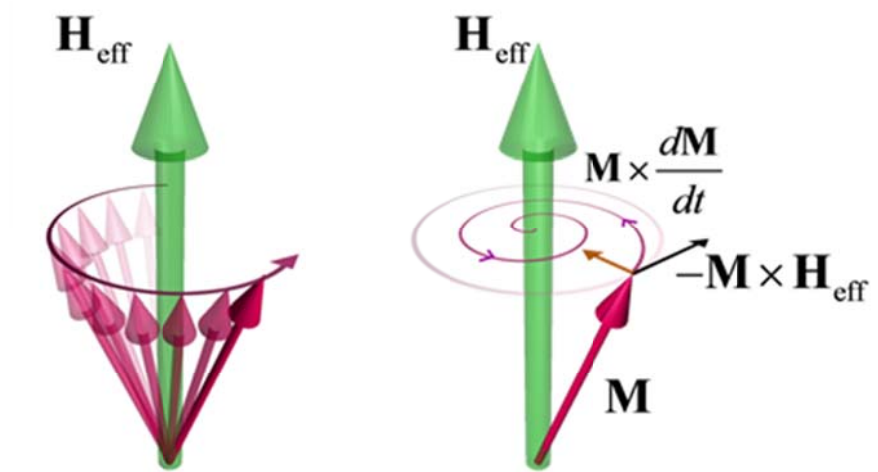
$$E_{ext} = - \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{ext} dV \quad (\text{II.1.8})$$

결과적으로, 유효자장은 위 네 가지 에너지의 합으로써

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{2A_{ex}}{M_s} \nabla^2 m + \mathbf{H}_d + \frac{1}{M_s} \frac{\delta E_{ani}}{\delta \mathbf{M}} + \mathbf{H}_{ext} \quad (\text{II.1.9})$$

와 같이 기술될 수 있다.

미소자기학 문제를 풀기 위해 현재 몇몇 소프트웨어가 상용화되어 있으며 그 중 가장 보편적으로 쓰이는 프로그램은 미국 NIST(National Institute of Standards and Technology)에서 개발한 공개코드인 OOMMF(Object Oriented Micromagnetic Framework)이다. OOMMF 는 유한차분법(finite difference method, FDM)을 사용하여 고정 된 격자 안에서 시간과 공간의 이산화를 기반으로 LLG 식을 계산하여 미소자기학 문제를 해결한다.



<그림 4> (참고문헌 [26]) 감쇠를 수반하여 유효 자기장 주위를 세차운동을 하는 자화벡터( $\mathbf{M}$ )의 도식적 예시

## II.2. 자기소용돌이 구조의 동적 거동

자기소용돌이는 자기모멘트의 여기 방법에 따라 주파수 영역별로 두 개의 다른 스핀파 모드를 가진다. 하나는 병진모드(translational mode)로 진동수가 수 메가에서 일 기가까지로 가장 낮은 범위이며[24, 32, 33] 다른 하나는 높은 진동수를 가지는 지름방향(radial mode)과 방위 방향(azimuthal mode)의 스핀파 모드이다[33-35]. 이 중 본 논문에서는 병진모드에서 자기소용돌이의 동적 거동을 다루고자 한다.

병진모드에서의 자기소용돌이 동적 거동은 Thiele's equation에 의해 설명될 수 있다. 1973년 A. A. Thiele는 자구벽의 정상 상태 움직임을 가정하여 자구벽의 거동을 개개의 자화벡터가 아닌 집단적 좌표로 기술하였으며 이때의 운동방정식은 자이로스코프힘(gyroscopic force), 감쇠힘(damping force) 그리고 퍼텐셜 에너지(potential energy)간의 힘 평형 방정식으로써 기술된다[36]. 자화벡터의 크기가 변하지 않고 자구벽의 정상상태임을 가정한다면 식 (II.1.1)은 다음과 같이 표현된다.

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} + \hat{D} \cdot \mathbf{v} + (\gamma / m_0) \mathbf{F} = 0 \quad (\text{II.2.1})$$

위 식에서 첫번째 항은 자이로벡터(gyrovector)  $\mathbf{G}$  를 가지고 속도벡터  $\mathbf{v} (= d\mathbf{X}/dt, \mathbf{X}$  는 자기소용돌이 핵의 위치)에 수직하게 작용하는 자이로스코프힘(  $\mathbf{F}^G = \mathbf{G} \times \mathbf{v}$  )이며 두번째 항은 소모다이에딕(dissipation

dyadic)  $\hat{D}$  를 수반한 감쇠힘( $\mathbf{F}^D = \hat{D} \cdot \mathbf{v}$ ), 세번째 항은 자기소용돌이 핵이 평형위치  $\mathbf{X} = (x, y) = 0$ 로부터 벗어났을 때의 전체 퍼텐셜 에너지와 관련된 복원력( $\mathbf{F}^W = -\partial W(\mathbf{X})/\partial \mathbf{X}$ )이다. 따라서 자기소용돌이 핵이 일정한 속도를 가질 때 자기소용돌이 구조의 운동방정식은 다음과 같다.

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} + \hat{D} \cdot \mathbf{v} - \frac{\partial W(\mathbf{X})}{\partial \mathbf{X}} = 0 \quad (\text{II.2.2})$$

위 Thiele의 접근법은 Huber에[37] 의해 특정한 2차원적 자기소용돌이 구조에 대해 적용되었다. 단일 자기소용돌이 구조의 경우 자이로벡터  $\mathbf{G}$ 와 소모다이에틱  $\hat{D}$ 의 간단한 수식적 표현은

$$\begin{aligned} \mathbf{G} &= -\frac{2\pi pqM_s L}{\gamma} \hat{\mathbf{z}} = -G \hat{\mathbf{z}} \\ \hat{D}_{xy} &= \hat{D}_{yz} = 0 \\ \hat{D}_{xx} &= \hat{D}_{yy} = \hat{D}_0 = -\frac{\pi \alpha M_s L}{\gamma} \left[ 2 + \ln \left( \frac{R}{R_c} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.2.3})$$

와 같이 주어지며 여기서  $p$ 는 자기소용돌이 핵의 자화방향 ( $p = \pm 1$ ),  $q$ 는 소용돌이 벡터의 위상적 전하,  $\hat{\mathbf{z}}$ 는 평면에 수직한 단위 벡터,  $L$ 은 자성체의 두께 그리고  $R$ 은 자기소용돌이의 반지름이다. 만일 두께  $L$ 이 exchange length( $L_e = \sqrt{2A_{ex}/M_s^2}$ )보다 크다면 자기소용돌이 핵의 반지름  $R_c$ 는 두께에 의존하는 형태로 다음과 같이 주어진다.

$$R_c(L) = 0.68 L_e (L/L_e)^{1/3} \quad (\text{II.2.4})$$

자기소용돌이 구조 핵 위치에 의존한 전체 퍼텐셜 에너지는 “rigid-vortex” model[22, 38]과 “two-vortex”(or “surface-charge-free”) model[39, 40] 을 기반으로 계산될 수 있다. Rigid vortex model은 자기소용돌이 핵 변위가 원형 박막 두께에 비해 매우 작을 때 유효하며 평면상에 자기장이 가해졌을 때 자기모멘트 배열이 원형의 대칭을 유지하며 이동하는 것을 가정한다. 이 때문에 rigid vortex model에서는 자기소용돌이 핵이 이동하였을 때 원판 가장자리에 보상되지 않은 자기 전하가 생성된다[22, 38]. 반면 two vortex model은 자기소용돌이 이동 시 균일하지 않은 자기모멘트 배열의 변형이 일어나며 원판 가장자리에 자기 전하가 생성되지 않는다[39, 40].

만일 원판의 두께가 반지름에 비해 매우 작다면 위 두 모델에 대해 병진 모드에서 자기소용돌이의 고유 회전진동수가 계산될 수 있다 [21]. 자기소용돌이 핵이 평형위치로부터 작은 변위를 가진다면 이 구조의 전체 퍼텐셜 에너지는 교환에너지와 정자기 에너지의 합으로 핵 위치의 포물선 함수로써 다음과 같이 표현된다.

$$W(\mathbf{X}) = W_{exch} + W_{demag}(\mathbf{X}) = W_0 + \frac{1}{2} \kappa \mathbf{X}^2$$

( II .2.5)

여기서  $\kappa$  는 stiffness coefficient로 자기소용돌이의 핵 변위 제곱에 대한 복원력의 비례상수이다[22]. Guslienko는 rigid-vortex model과 two-



vortex model에 대하여  $W(\mathbf{X})$ 의 함수를 계산하였으며[22, 38-41] rigid vortex model이 정적 자장 하의 자기소용돌이 이동에 대해 잘 기술할 수 있는 반면 two-vortex model은 자기소용돌이 동적 거동 시 일치함을 발견하였다. Two-vortex model의 경우 stiffness coefficient는

$$\kappa = 4\pi LM_s^2 \left[ 4\pi F_V \left( \frac{L}{R} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{L_e}{R} \right)^2 \right] \quad (\text{II.2.6})$$

와 같이 주어지며 위 식의  $F_V(x) = \int t^{-1} f(xt) \left[ \int_0^1 \rho J_1(\rho t) d\rho \right]^2 dt$ 로 원형 박막의 평면 상 평균 자기소용돌이를 의미하며[21]  $f(x) = 1 - (1 - e^{-x})/x$ ,  $J_1(x)$ 는 Bessel's function이다. 마찬가지로 Rigid-vortex model에 대해 stiffness coefficient는

$$\kappa = \frac{4}{9} \pi LM_s^2 \left[ 4\pi F \left( \frac{L}{R} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{L_e}{R} \right)^2 \right] \quad (\text{II.2.7})$$

이며  $F(x) = \int dt t^{-1} f(xt) J_1^2(t)$ 이다[21].

자기소용돌이의 회전 운동에 대해 자기소용돌이 속도  $\mathbf{v}$ 는  $\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{X}$ 로 표현될 수 있으며  $\boldsymbol{\omega} = \omega \hat{\mathbf{z}}$ 는 각 진동수 벡터이다. 따라서 복원력  $\partial W(\mathbf{X})/\partial \mathbf{X} = \kappa \mathbf{X}$ 와 함께 식(II.2.2)는

$$G\omega \mathbf{X} + D\omega \mathbf{X} - \kappa \mathbf{X} = 0 \quad (\text{II.2.8})$$

와 같이 변형 될 수 있다. 만일 위 식에서  $|G| \gg |D|$ 이라면 자기소용돌

이 핵의 고유 회전진동수는  $\omega_0 = \kappa/|G|$ 로 주어진다.

### II.3. 쌍-결합된 자기소용돌이의 동적 거동

에너지적으로 안정한 상태에서 자기소용돌이 간 상호작용은 평면 상의 수평한 자화배열로 인해 무시될 수가 있다. 하지만 rigid vortex model 의 경우 자기소용돌이 핵이 중심으로부터 벗어난다면 원판 측면에 보상되지 않은 자기 전하가 생기게 되고 이로부터 자기소용돌이 회전운동(gyrotropic motion)이 형성되는 표유자계에 의해 다른 원판에 영향을 끼치게 된다[10]. 만일 원판 사이의 간격이 상당히 가깝다면 두 자기소용돌이의 정자기적 상호작용으로 인해 마치 쌍-결합된 조화 진동자와 같은 거동을 보이게 된다. 이렇게 서로 결합된 거동을 보이는 두 자기소용돌이 구조간에는 상호간 에너지 전달이 일어나게 되며 실제로 이를 시공간 분해 자기 투과 연 X 선 현미경을 이용한 실험으로 관찰한 연구도 보고된 바 있다[10].

쌍-결합된 자기소용돌이 구조의 동적 거동은 고전역학에서 결합 조화 진동자의 거동과 매우 유사하다. 결합 조화 진동자의 운동은 힘 평형 방정식인  $m_i d^2 x_i / dt^2 = -\kappa x_i + k(x_j - x_i)$ 로 기술될 수 있으며 여기서  $m, \kappa$  그리고  $k$ 는 각각 질량, 복원력 상수, 결합력 상수를 의미한다. 만일 조화 진동자가 서로 약하게 결합되어 있다면 두 조화 진동자

변위의 일반해는  $x_1(t) = A_0 \cos(\bar{\omega}t) \cos(\Delta\omega t / 2)$ ,  $x_2(t) = A_0 \sin(\bar{\omega}t) \sin(\Delta\omega t / 2)$

와 같다. 여기서  $\omega_{high}$  와  $\omega_{low}$  는 각각 두 조화 진동자의 변위가 서로 반

대와 같은 위상을 지닐 때의 고유 진동수이며  $\bar{\omega} = (\omega_{high} + \omega_{low}) / 2$ ,

$\Delta\omega = \omega_{high} - \omega_{low}$  를 의미한다[42].

이와 마찬가지로 쌍-결합된 자기소용돌이 구조의 거동 또한 힘  
평형 방정식인 식(II.2.2)에서 확장되어 아래와 같이 결합된 Thiele ' s  
equation으로 표현될 수 있다[36].

$$\begin{aligned} -\mathbf{G}_1 \times \dot{\mathbf{X}}_1 - \hat{D}\dot{\mathbf{X}}_1 + \partial W(\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2) / \partial \mathbf{X}_1 &= 0 \\ -\mathbf{G}_2 \times \dot{\mathbf{X}}_2 - \hat{D}\dot{\mathbf{X}}_2 + \partial W(\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2) / \partial \mathbf{X}_2 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.3.1})$$

Rigid vortex model[22] 을 가정한다면 전체 퍼텐셜 에너지  $W(\mathbf{X})$  는

$$W(\mathbf{X}) = W_0 + \frac{1}{2} \kappa_1 \mathbf{X}_1^2 + \frac{1}{2} \kappa_2 \mathbf{X}_2^2 + \frac{C_1 C_2}{R^2} (\eta_x x_1 x_2 - \eta_y y_1 y_2) \quad (\text{II.3.2})$$

와 같이 기술된다. 위 식에서  $W_0$  는 자기소용돌이 핵이 (0,0)에 위치 할

때의 퍼텐셜 에너지이며 두 번째, 세 번째 항은 각각 원판 1 과 원판

2 에서 자기소용돌이 핵이 평형위치로부터 벗어났을 때의 퍼텐셜

에너지이다. 마지막 항은 두 자기소용돌이 간 상호작용 에너지이며  $\eta_x$ ,

$\eta_y$  는 각각  $x$ ,  $y$  축으로의 상호작용 세기를 의미하며 수식적으로는

$$\eta_y = \frac{\mu_0 M_s^2 R^3}{8\pi} \int \frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2}{K(\phi_1, z_1, \phi_2, z_2)} dz_1 dz_2 d\phi_1 d\phi_2, \eta_x = \frac{\mu_0 M_s^2 R^3}{8\pi} \int \frac{\sin \phi_1 \sin \phi_2}{K(\phi_1, z_1, \phi_2, z_2)} dz_1 dz_2 d\phi_1 d\phi_2$$

와 같이 표현된다[25]. 위 식에서

$$K(\phi_1, z_1, \phi_2, z_2) = d^2 + 2d(\cos \phi_2 - \cos \phi_1) + 2 - 2\cos(\phi_2 - \phi_1) + (z_2 - z_1)^2)^{1/2}$$

이며,  $\mu_0$  는 진공에서의 투자율(permeability),  $\phi_{1,2}$  는 각 원판에서  $x$  축을 기준으로 한 자기소용돌이 핵의 중심에서의 극각도(polar angle) 이다.

쌍-결합된 자기소용돌이 동적 거동의 수식적 기술은 정규모드(normal mode)를 이용하여 서로 독립된 좌표로 표현될 수 있다[43]. 두 원판에서의 자기소용돌이 핵 위치를  $x, y$  축을 따라 동일위상(in-phase)과 반대위상(out-of-phase)에 대하여 좌표변환 할 수 있으며 자기소용돌이의 수직 자화방향에 따른 회전운동 방향을 고려한다면 정규모드 좌표는  $\Xi = (x_1 + x_2, y_1 + p_1 p_2 y_2)$ ,  $\Omega = (x_1 - x_2, y_1 - p_1 p_2 y_2)$  와 같다 [10].

식(III.3.1)는 정규모드 좌표에 대하여 행렬 대각선화를 통해 다음과 같은 두 개의 독립된 식으로 기술되며[43]

$$\begin{aligned} -\begin{bmatrix} D & p_1|G| \\ -p_1|G| & D \end{bmatrix} \dot{\Xi} + \kappa \begin{bmatrix} 1+\Gamma_x & 0 \\ 0 & 1-\Gamma_y \end{bmatrix} \Xi &= 0 \\ -\begin{bmatrix} D & p_1|G| \\ -p_1|G| & D \end{bmatrix} \dot{\Omega} + \kappa \begin{bmatrix} 1-\Gamma_x & 0 \\ 0 & 1+\Gamma_y \end{bmatrix} \Omega &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.3.3}),$$

여기서  $\Gamma_x, \Gamma_y$  는 각각  $C_1 C_2 \eta_x / \kappa, C_1 C_2 \eta_y / \kappa$  를 치환한 변수이다.

식(III.3.3)의 일반해는 실수와 허수 부분으로 이루어진 형태로

$\Xi = \Xi_0 \exp[-i(\tilde{\omega}_\Xi t + \psi_\Xi)]$ ,  $\Omega = \Omega_0 \exp[-i(\tilde{\omega}_\Omega t + \psi_\Omega)]$  와 같이 주어지며 이

일반해를 다시 식에 대입함으로써 각 정규모드에 대한 진동수  $\omega_{\pm}, \omega_{\Omega}$ 를 구할 수 있다.

$|G| \gg |D|$  와  $\eta_x, \eta_y \ll \kappa$  경우에 대하여  $\tilde{\omega}_{\pm}$  와  $\tilde{\omega}_{\Omega}$  는 자기소용돌이의 고유 회전진동수  $\omega_0$  를 포함하여 다음과 같이 근사된다.

$$\begin{aligned}\tilde{\omega}_{\pm} &\approx \omega_0 \left( \sqrt{(1+\Gamma_x)(1-\Gamma_y)} + iD/G \right) \\ \tilde{\omega}_{\Omega} &\approx \omega_0 \left( \sqrt{(1-\Gamma_x)(1+\Gamma_y)} + iD/G \right)\end{aligned}\quad (\text{II.3.4})$$

[43]에 의해 진동수 분산(frequency splitting)  $\Delta\omega$  은 각 모드에서 고유 회전진동수의 실수 항 간의 차인  $\Delta\omega = \text{Re}(\tilde{\omega}_{\pm}) - \text{Re}(\tilde{\omega}_{\Omega})$  로 정의되고 식(II.3.4)으로부터  $\Delta\omega = \omega_0 C_1 C_2 (\eta_x - p_1 p_2 \eta_y) / \kappa$  이다.

이렇게 정자기적으로 결합된 두 자기소용돌이 간 상호 에너지 전달 시 두 개의 중요한 인자가 정의될 수 있다. 에너지 전달 시간(energy transfer rate,  $\tau_{ex}$ )은 하나의 원판에 저장된 퍼텐셜 에너지가 다른 원판으로 완전히 전달되기까지의 시간으로 이것의 크기는 진동수 분산의 절반인  $\tau_{ex} = \pi / \Delta\omega$  로 주어진다[10]. 따라서 [10, 43]로부터 에너지 전달 시간(energy transfer rate)  $\tau_{ex}$  은

$$\tau_{ex} = \pi \kappa / \omega_0 C_1 C_2 (\eta_x - p_1 p_2 \eta_y) \quad (\text{II.3.5})$$

와 같이 표현될 수 있다.

또 다른 중요인자는 에너지 감쇠(energy attenuation)  $\beta$ 이며 인접한 원판으로 자기소용돌이 매개의 신호 전달 시 손실되는 에너지 정도를 상징한다. Thiele's equation 을 기반으로 하나의 원판에 대한 감쇠인자는 수식적으로 자이로벡터  $G$  와 감쇠상수  $D$  가 포함된  $\beta = -(D/G)\omega_0$  와 같이 표현된다[10].

본론 III.1.1 과 III.2.1 에서는 위 두 중요인자, 에너지 전달 시간과 에너지 감쇠를 원판의 반지름, 두께 및 물질 상수의 함수로써 수식적 도출 할 것이다.

### III. 본 론

#### III.1. 에너지 전달 시간의 박막 구조인자 및 물질 상수의존성

##### III.1.1 에너지 전달 시간의 수식적 도출

에너지 전달 시간(energy transfer rate)  $\tau_{ex}$  은 외부적으로 제어 가능한 인자의 함수로써 수식적으로 표현될 수 있다. 식(II.3.5)을 참고하여 이를 위해서는 먼저 두 자기소용돌이 간 상호작용 세기  $\eta_x$ ,  $\eta_y$  를 특정변수의 함수로써 표현할 필요가 있다. 따라서  $\eta_x$ ,  $\eta_y$  수식

$$\eta_x = \frac{\mu_0 M_s^2 R^3}{8\pi} \int \frac{\sin \phi_1 \sin \phi_2}{K(\phi_1, z_1, \phi_2, z_2)} dz_1 dz_2 d\phi_1 d\phi_2, \quad \eta_y = \frac{\mu_0 M_s^2 R^3}{8\pi} \int \frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2}{K(\phi_1, z_1, \phi_2, z_2)} dz_1 dz_2 d\phi_1 d\phi_2$$

[25]을 바탕으로 적분항을  $z_{1,2}$  는 0 부터 원판의 두께( $L$ )까지,  $\phi_{1,2}$  는 0 부터  $2\pi$  까지의 범위에 대하여 수치적 적분방법(numerical integration)을 통하여 계산하였다. 그 결과  $\eta_x = \mu_0 M_s^2 I_x L^2 / 8\pi R$ ,  $\eta_y = \mu_0 M_s^2 I_y L^2 / 8\pi R$  을 얻을 수 있었으며 여기서  $I_x$ ,  $I_y$  는 원판 간격( $d_{int}/R$ )의 함수이다. 또한 원판간격  $d_{int}/R = 2-3.5$  의 범위에 대하여  $I_x$ ,  $I_y$  는 각각  $I_x \propto (d_{int}/R)^{-3.4}$ ,  $I_y \propto (d_{int}/R)^{-4.0}$  의 관계로 비례함을 발견하였으며 이전연구에서는  $d_{int}/R = 2-5$  의 범위에 대하여  $\eta_{x,y}$  를  $\eta_{x,y} \propto (d_{int}/R)^{-3.2}$  [44] 혹은  $\eta_{x,y} \propto (d_{int}/R)^{-6}$  [25]로 표현한 바

있다. <그림 5>는 수치적 적분으로 구한 위 수식의 타당성을 확인하기 위해  $\eta_x$ ,  $\eta_y$  를 이를 원판의 두께에 대하여 직선근사(line fitting)한 결과를 보여 주고 있다. 원판의 지름이 243nm, 두께는 10nm 인 경우에 해당하며  $\eta_x$ ,  $\eta_y$  와 두께 모두 로그값을 취해 그래프에 나타내었다. 직선근사 한 결과 수식에서  $\eta_x$ ,  $\eta_y$  가 두께의 제곱에 비례하는 것과 동일하게  $\eta_x$  의 경우 0.04 의 오차범위를 가지고 직선의 기울기가 2.13 임을 확인하였고  $\eta_y$  또한 0.04 의 오차범위로 2.08 의 기울기를 가짐을 알 수 있었다.

다시 식(II.3.5)으로 되돌아가 자기소용돌이 구조의 평면상 반시계 방향 자화배열을 가정하고(  $C_1C_2 = +1$  ) 고유회전 진동수  $\omega_0 = \kappa/|G|[21]$ 와 gyrovector 상수  $G = -2\pi qpLM_s/\gamma$  를 수식에 대입한다면  $\tau_{ex} \approx 2\pi^2 LM_s/\gamma |\eta_x - p_1 p_2 \eta_y|$  가 얻어질 수 있다. 이 식에 수치적 적분을 통하여 구한  $\eta_x = \mu_0 M_s^2 I_x L^2 / 8\pi R$ ,  $\eta_y = \mu_0 M_s^2 I_y L^2 / 8\pi R$  을 대입함으로써 결과적으로 에너지 전달 시간은 다음과 같이 표현된다.

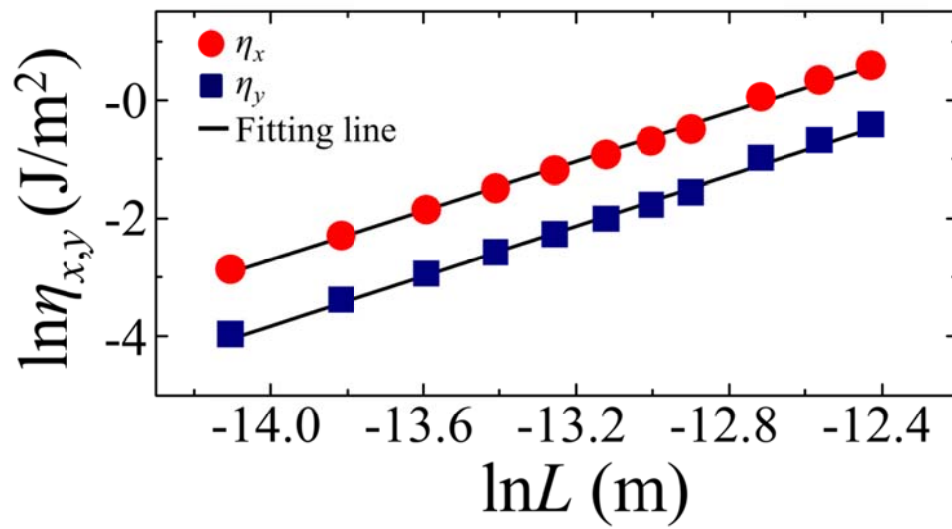
$$\tau_{ex} \approx \frac{16\pi^3}{\mu_0 \gamma M_s |I_x - p_1 p_2 I_y|} \left( \frac{R}{L} \right) \quad (\text{III.1.1})$$

우리는 위 수식으로부터 에너지 전달 시간이 원판을 구성하는 물질의 포화 자화량(  $M_s$  ), 원판의 반지름-두께비율(  $R/L$  ) 그리고 자기소용돌이 핵의 상대적 수직 자화방향(  $p_1 \cdot p_2$  )에 의존한다는 것을



알 수 있다. 또한 위 수식을 통하여 자기소용돌이 핵 방향이 서로 반평행 ( $p_1 \cdot p_2 = -1$ ) 할 때 두 원판 간 간격( $d_{\text{int}}/R$ )이 좁을수록 더 빠른 에너지 전달 시간을 얻을 것이라 예상할 수 있다. 이는 잘 알려진 것처럼 원판 간 간격을 줄임으로써 두 자기소용돌이 간 더 큰 정자기적 결합을 얻을 수 있다는 [25, 45]사실에도 부합하는 결과이다.

본론 III. 1.2~III. 1.4 에서는 식 (III.1.1)을 통한 계산 결과와 미소자기 전산모사를 통해 얻은 결과를 서로 비교해봄으로써 수식의 타당성을 확인해볼 것이다.



<그림 5> 원판 지름 243nm, 두께 10nm인 경우에 대하여 두께에 대한 자기소용돌이 간 상호작용 세기 값.  $x$ ,  $y$  축 모두 로그값을 취하였으며 그 결과 선형적으로 비례하는 관계를 가지게 된다.  $\eta_x$ 의 경우 0.04의 오차범위로 가지고 직선의 기울기가 2.13임을 확인하였고  $\eta_y$  또한 0.04의 오차범위로 2.08의 기울기를 가진다.

### III.1.2 에너지 전달 시간과 원판 반지름-두께 비율과의 관계

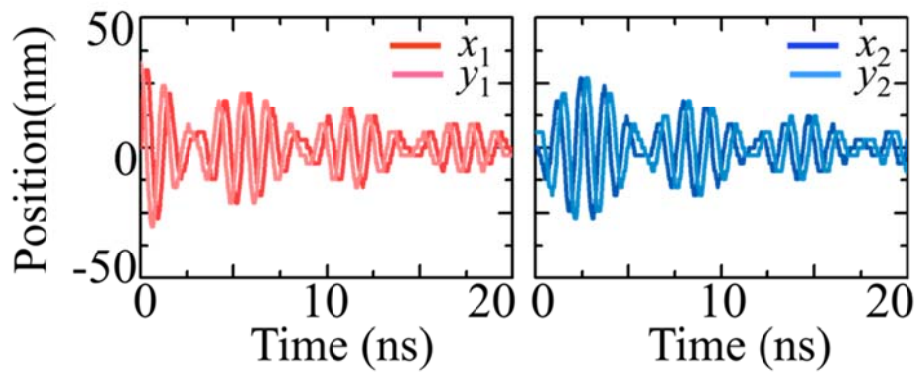
미소자기 전산모사에서 에너지 전달 시간(energy transfer rate)  $\tau_{ex}$ 은 시간에 대한 자기소용돌이 핵의 거동으로부터 구해질 수 있다[10]. 본문 II. 3 에서 언급한 바와 같이 정자기적으로 결합된 자기소용돌이는 쌍-결합된 조화 진동자 같은 거동을 보이며 자기소용돌이 핵의 시간에 대한 위치 그래프를 그려본다면 <그림 6>과 같은 맥놀이 현상을 보인다. 또한 시간에 대한 자기소용돌이 핵의 절대적 변위는 <그림 7>처럼 변위가 두 원판 모두 최대와 최소를 번갈아 가지는 형태를 보이게 되며 상호적 에너지 전달과 감쇠에 의해 원판 1 에서 자기소용돌이 핵이 최대(최소)변위를 가질 때 원판 2 에서는 최소(최대)변위를 가지게 된다. 이때 그림에서 나타내는 것과 같이 에너지 전달 시간  $\tau_{ex}$ 은 원판 1 에서 핵 변위가 최소가 될 때까지의 시간이며[10] 이 때까지 원판 1 에 저장된 정자기적 에너지가 모두 원판 2 에 전달되게 된다.

본 연구에서는 미소자기 전산모사를 이용하여 자기소용돌이 핵의 동적 거동을 살펴보기 위해 <그림 8>와 같은 모델에서 외부 자기장을 가해 핵 변위를 유발한 후 자기장을 제거해 시간에 따른 핵의 회전 운동을 관찰하였다. 물질은 Py 를 사용하였으며 포화자화량  $M_s = 8.6 \times 10^5$  A/m, 교환상수  $A_{ex} = 1.3 \times 10^{-11}$  J/m, 길버트 감쇠

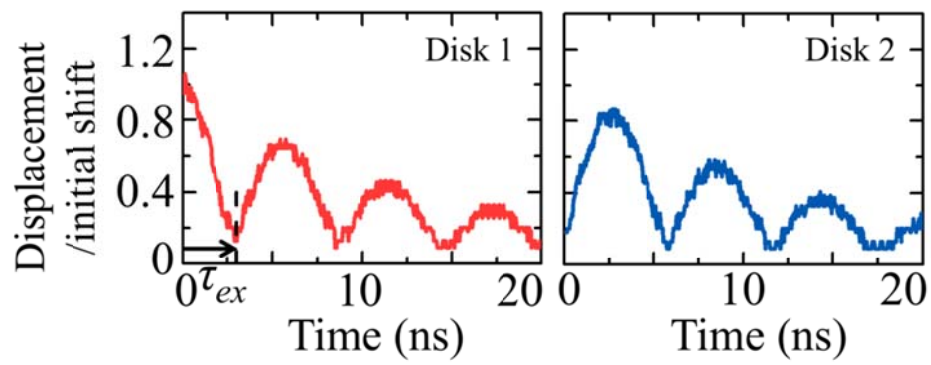
상수(Gilbert damping constant)  $\alpha = 0.01$ , 자기회전비율(gyromagnetic ratio)  $\gamma = 2.21 \times 10^5$  m/As 그리고 영의 값의 자기 결정 이방성을 가진다. 단위 격자의 크기는  $3\text{nm} \times 3\text{nm} \times$  두께( $L$ )로 각 격자의 포화자화량은 일정한 값을 가지게 된다. 이 전산모사 조건들은 본론의 모든 전산모사 수행에 대해 동일하게 적용되었다.

본 장에서는 식 (Ⅲ.1.1)의 에너지 전달 시간과 반지름-두께 비율 사이의 관계를 확인하기 위해 자기소용돌이 간 절대적 거리,  $d_{\text{int}}/R = 2.1$  로 고정한 상태에서 반대의 핵 자화방향( $p_1 \cdot p_2 = -1$ )을 가지는 경우에 대하여 원판의 지름 183~486nm, 두께는 10~40nm 로 변화시키며 전산모사 결과를 얻었다. 미소자기 전산모사 수행 후 그 결과를 식 (Ⅲ.1.1) 수식 계산 값과 비교해 보았으며 <그림 9>와 같이 두 경우가 대체적으로 잘 일치함을 확인할 수 있었다.

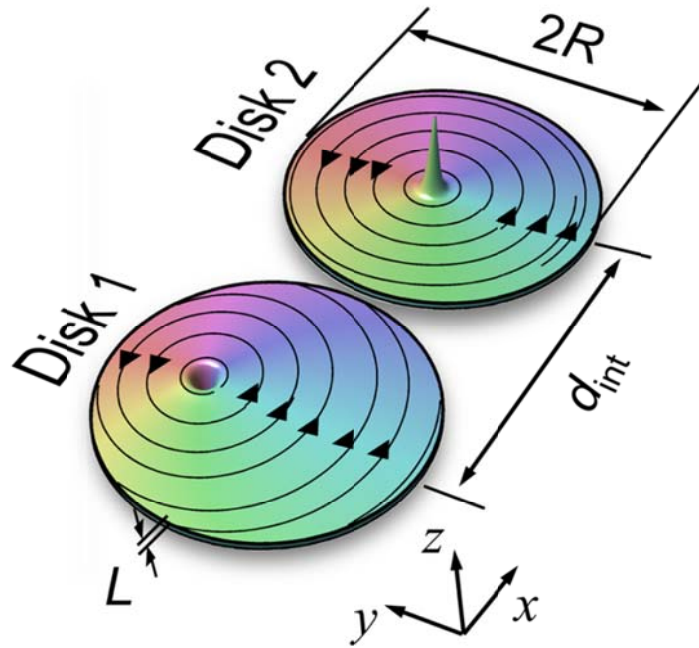
앞서 언급한 바와 같이 에너지 전달 시간은 두 자기소용돌이 간 정자기적 상호작용이 커질수록 더 빨라지며 <그림 9>의 결과로부터 원판의 반지름-두께 비율( $R/L$ )이 작아질수록 더 빠른 에너지 전달 시간, 즉 더 큰 정자기적 결합이 얻어짐을 확인할 수 있다. 이처럼 둘 간의 정자기적 상호작용이 달라지는 것은 각 자기소용돌이 구조에서의 포텐셜 에너지의 변화에 기인하며 이는 퍼텐셜 에너지를 결정하는 상수, stiffness coefficient  $\kappa$ 가 반지름, 두께의 함수이기 때문이다.



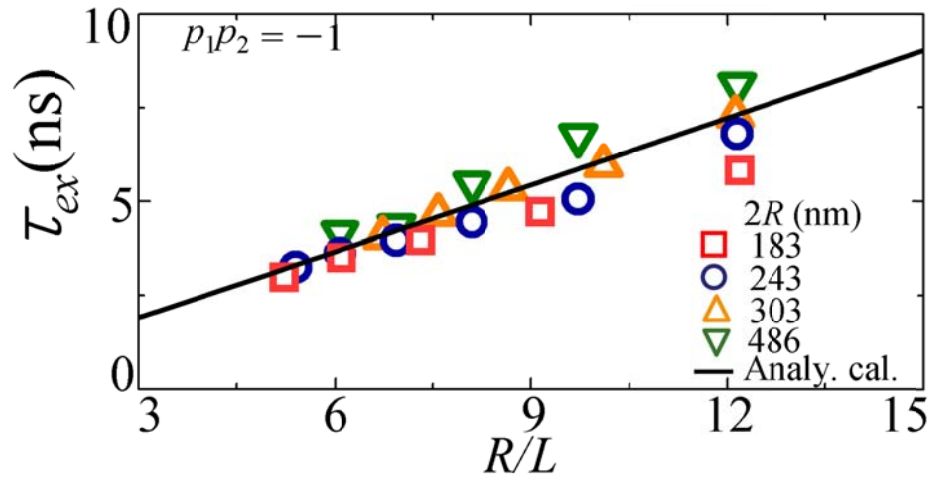
〈그림 6〉 지름 183nm 두께 17.5nm 인 두 원판에서 자기소용돌이 핵의 시간에 따른 변위 그래프. 정자기적으로 결합된 두 자기소용돌이의 핵 거동은 쌍-결합된 조화 진동자와 같이 맥놀이 현상을 보인다



〈그림 7〉 지름 183nm 두께 17.5nm 인 두 원판에서 자기소용돌이 핵의 시간에 대한 절대적 변위 그래프. 두 원판 모두 핵 변위가 최대와 최소를 번갈아가지는 형태를 보이며 상호적인 에너지 전달과 감쇠에 의해 원판 1 에서의 핵 변위가 최대(최소)일 때 원판 2 에서는 최소(최대)값을 가지게 된다.



〈그림 8〉 미소자기 전산모사를 위한 자기소용돌이 모델의 도식적 예시. 이 모델은 본론에서 수행할 모든 전산모사에서 동일하게 사용되었으며 전산모사 조건에 따라 원판의 지름, 두께, 구성물질의 고유상수 값 그리고 자기소용돌이 핵의 상대적 수직 자화방향을 변화시켰다.



〈그림 9〉 에너지 전달 시간과 반지름-두께 비율과의 관계. 두 자기소용돌이 간 거리가 일정한 조건에서 반대의 핵 자화방향( $p_1 \cdot p_2 = -1$ )을 가지는 경우에 대해 원판의 지름을 183~486nm, 두께는 10~40nm로 변화시키며 전산모사를 수행하였다. 도형은 미소자기 전산모사를 통해 얻은 결과이며 직선은 수식 계산결과를 통해 얻은 것이다.



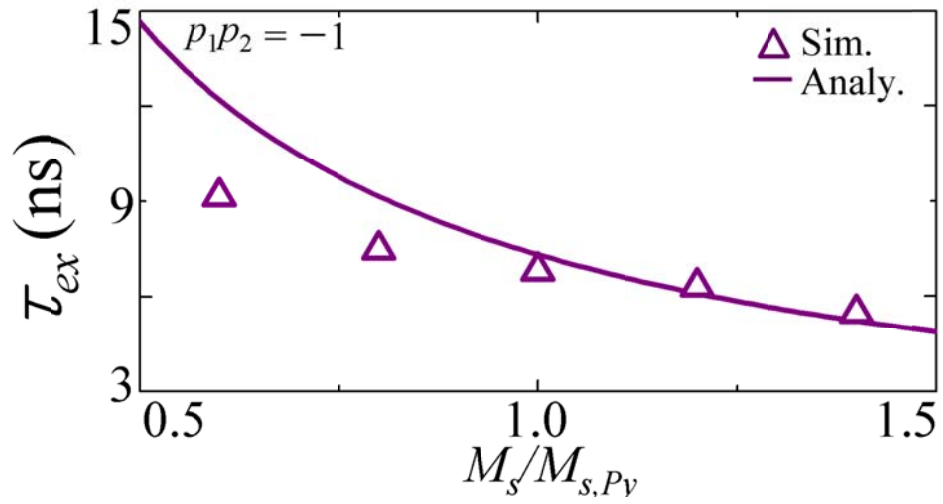
### Ⅲ.1.3 에너지 전달 시간과 물질 포화자화량과의 관계

본 장에서는 에너지 전달 시간과 원판 구성물질의 포화자화량과의 관계를 살펴보았다. 이를 위해 지름이 243nm, 두께 10nm 인 원 판에서 물질의 포화자화량을 변수로 하여 미소자기 전산모사를 수행하였다. 포화자화량은  $P_y$  의 포화자화량을 기준으로 이것의 0.6~1.2 배에 해당 하는 값을 정하였으며 이외 변수들은 본론 Ⅲ.1.3 에서 언급한 것과 동일 한 값을 사용하였다.

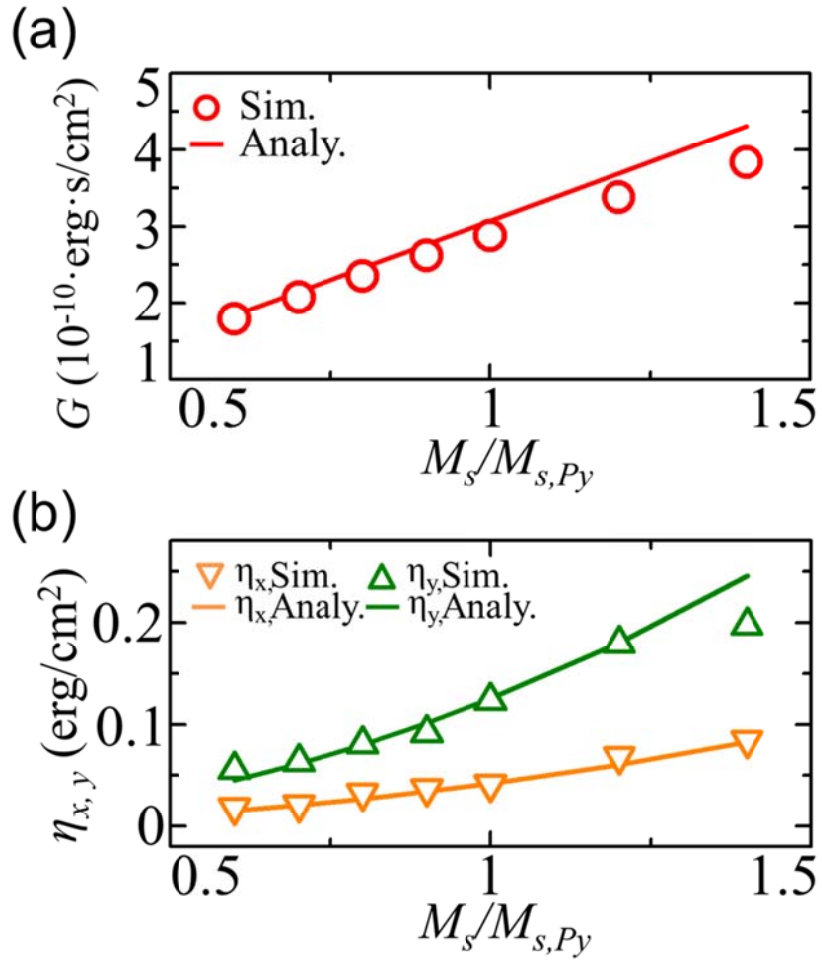
식 (Ⅲ.1.1)에 나타난 바와 같이 미소자기 전산모사 결과 에너지 전달 시간이 포화자화량에 반비례함을 확인하였으며 <그림 10>이 이 결과에 해당한다. 이로부터 두 자기소용돌이 핵이 반평행 ( $p_1 \cdot p_2 = -1$ )한 경우에 포화자화량이 클수록 더 빠른 에너지 전달 시간이 얻어짐을 알 수 있다. 본문 II. 3 에서 언급한 바와 같이 두 자기소용돌이 간 정자기적 상호작용은 자기소용돌이 핵의 회전운동에 의해 형성된 표유자계에 의하여 가능하다. 이때 만일 원판을 이루는 물질의 포화자화량이 크다면 더 큰 표유자계가 형성될 수 있으며 이것이 <그림 10>의 포화자화량이 클수록 더 빠른 에너지 전달 시간이 얻어질 수 있는 이유이다.

<그림 10>을 보면 수식계산과 전산모사 결과 모두 에너지 전달 시간이 포화자화량에 반비례하는 경향은 같지만 포화자화량이

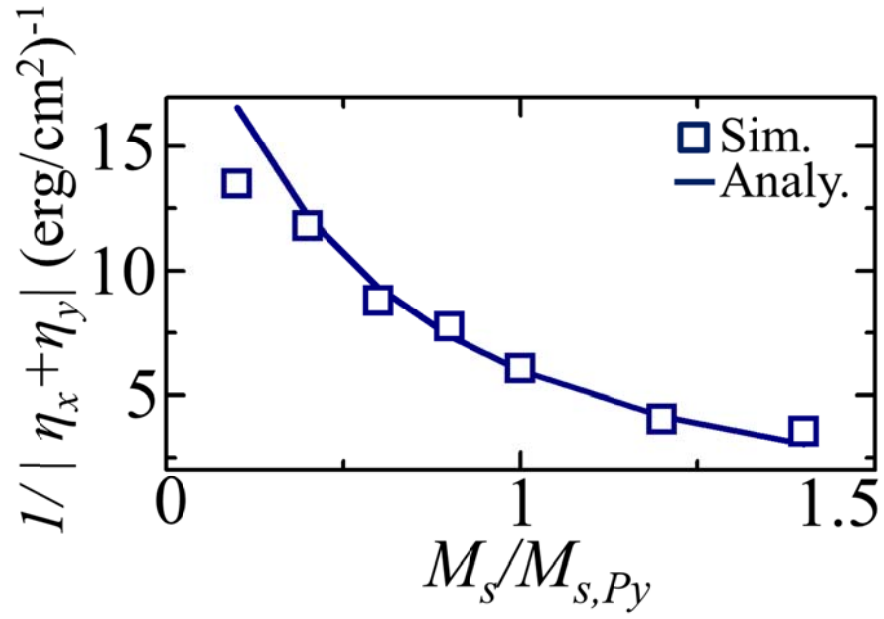
작아질수록 수식계산과 전산모사 결과 간에 차이가 남을 확인할 수 있다. 식 (II.3.5),  $\tau_{ex} = \pi G / (\eta_x - p_1 p_2 \eta_y)$  을 바탕으로 자이로벡터 상수  $G$  와 자기소용돌이 간 상호작용 세기  $\eta_{x,y}$  을 이에 대한 원인으로 가정하고 포화자화량에 대한 변화를 수식계산과 전산모사를 통해 비교해 보았다. 그 결과 <그림 11>에서 볼 수 있듯이  $G$  와  $\eta_{x,y}$  모두 수식계산과 전산모사 결과 사이에 약간의 차이를 보였으며  $G$  는 포화자화량이 큰 영역에 대하여 수식계산이 더 크게, 그리고  $\eta_{x,y}$  는 포화자화량이 작은 영역에 수식계산이 더 작게 나타났다. 다만  $\eta_{x,y}$  에 비해  $G$  의 크기가  $10^{-10}$  배 정도로 작기 때문에  $G$  에 의한 차이는 거의 무시될 수 있으며  $\eta_{x,y}$  에 의한 영향이 지배적임을 알 수 있다. 따라서 이를 더 확실히 보기 위해 포화자화량에 대한  $1/|\eta_x + \eta_y|$  값을 수식계산과 전산모사를 통하여 비교하였으며 <그림 12>가 이에 해당한다. 그래프에서 알 수 있듯이 작은 포화자화량 영역에 대해 <그림 10>처럼 수식 계산 값이 전산모사 결과보다 더 큰 값을 갖는 것을 확인할 수 있으며 이로부터 작은 포화자화량 영역에 대해 수식 계산 결과와 전산모사 결과가 일치하지 않는 것은  $\eta_{x,y}$  에 기인함을 확신할 수 있다.



〈그림 10〉 에너지 전달 시간과 포화자화량과의 관계. 원판의 크기는 지름 243nm, 두께 10nm 이며 포화자화량은 Py 포화자화량을 기준으로 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.4 배의 값으로 하였다. 수식계산과 전산모사 결과 모두 포화자화량에 반비례하는 경향을 보임을 알 수 있다.



<그림 11> 지름 243nm, 두께 10nm 인 원판에서  $M_s/M_{s,Py}$  에 대한 (a) gyrovector  $G$  및 (b) 두 자기소용돌이 사이 상호작용 세기  $\eta_{x,y}$  간의 수식계산과 전산모사 결과 비교 그래프

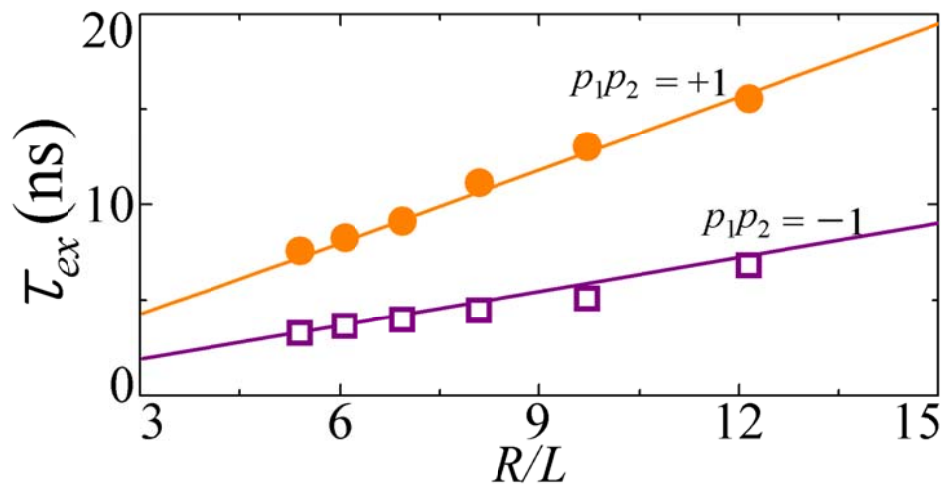


〈그림 12〉 지름 243nm, 두께 10nm 인 원판에서  $M_s/M_{s,Py}$  에 대한  $\eta_x, \eta_y$  합의 역수  $1/|\eta_x + \eta_y|$  의 수식 계산 및 전산모사 결과 비교 그래프. 작은 포화자화량 범위에서 수식 계산 값이 전산모사 결과보다 더 큰 값을 가지며 이는 〈그림 10〉의 포화자화량에 대한 에너지 전달 시간 그래프와 같은 형태이다.

### III.1.4 에너지 전달 시간과 상대적 핵 자화방향과의 관계

마지막으로 식 (III.1.1)에 따라 에너지 전달 시간과 자기소용돌이 핵의 상대적 수직 자화방향( $p_1 \cdot p_2$ )과의 관계를 확인하기 위해 평행한 자화방향( $p_1 \cdot p_2 = +1$ )과 반평행한 자화방향( $p_1 \cdot p_2 = -1$ )에 대해 미소자기 전산모사를 수행하였다. 원판의 크기는 지름 243nm, 두께 10nm 이며 이 외에 조건들은 본론 III.1.2 와 같은 값을 사용하였다. 그 결과 <그림 13>과 같이 수식 계산과 전산모사 결과가 거의 일치함을 보였고 따라서 두 자기소용돌이 핵이 평행한 자화방향을 가질 때보다 반평행한 자화방향을 가질 때 더 빠른 에너지 전달 시간이 얻어짐을 알 수 있다.

자기소용돌이 핵의 회전 방향은 핵의 수직 자화방향에 좌우되기 때문에 위 결과로부터 두 자기소용돌이 간의 정자기적 상호작용은 서로 반대되는 회전 방향을 가질 때 더 커진다는 결론을 내릴 수 있다. 또한 자기소용돌이 핵의 자화방향은 외부에서 회전 자기장이나 펄스 자기장을 가해 반전 시킬 수 있기 때문에[46] 자기소용돌이 핵의 수직 자화방향 또한 에너지 전달 시간을 제어하는 중요한 인자임을 알 수 있다.



<그림 13> 에너지 전달 시간과 자기소용돌이 핵의 상대적 수직 자화방향과의 관계. 지름 243nm, 두께 10nm 의 크기를 가지는 원판에 대하여 자기소용돌이 핵의 상대적 자화방향을 다르게 하여 전산모사를 수행하였다. 일직선은 각각 평행한 자화방향, 반평행한 자화방향에 대한 수식 계산 값이며 도형은 전산모사 결과를 나타낸다.

## III.2. 에너지 감쇠의 박막 구조인자 및 물질 상수 의존성

### III.2.1 에너지 감쇠의 수식적 도출

에너지 감쇠(energy attenuation,  $\beta$ ) 또한 에너지 전달 시간과 마찬가지로 수식적으로 원판의 구조 인자 및 물질 상수의 함수로써 표현 될 수 있다. 본론 II. 2 에서 언급한 바와 같이 자기소용돌이 구조의 전체 퍼텐셜 에너지는 "rigid-vortex" model[22, 38]과 "two-vortex" (혹은 "surface-charge-free") model[39, 40] 을 기반으로 계산될 수 있으며 자기소용돌이 핵의 고유 회전진동수는 두 모델에서 각기 다른 값을 가지게 된다. 본 연구에서는 원판 측면의 자기전하에 의한 자기소용돌이 간 정자기적 상호작용을 고려하였기 때문에 기본적으로 rigid vortex model 을 바탕으로 수식을 도출하였다. 하지만 자기소용돌이 구조의 고유 회전진동수 같은 동적 특징을 기술하는데 있어서는 rigid vortex model 보다 side surface charge free model 더 타당하기 때문에[25] 두 모델을 모두 고려하여 수식을 도출하였다.

수식을 도출 하기에 앞서 먼저 rigid vortex model 과 two-vortex model 에서의 고유 회전진동수의 수식 차이에 대해 언급할 필요가 있다. [참고문헌 21]로부터 자기소용돌이 핵의 고유 회전진동수  $\omega_0$  는  $\omega_0 = \gamma M_s \xi^2 / 2 \chi(0)$  와 같이 기술되며 여기서  $\chi(0)$  는 원판의 구조인자에 의존하는 초기 자기 감쇠율(initial susceptibility),  $\xi$  는 각



모델에 따라 다른 값을 가지는 상수인자 (rigid vortex model 일 때  $\xi=1$ , two-vortex model 일 때  $\xi=2/3$ )이다. 본래  $\chi(0)$  은 수식적으로 복잡한 형태이나 반지름이 두께에 비해 매우 크고 두 모델에서의 초기 자기 감쇠율은 거의 같다는 가정[21]을 이용한다면  $1/\chi(0) \approx 10L/R$  와 같이 간단히 근사 될 수 있다. 따라서 각 모델에서의 고유 회전 진동수는 rigid vortex model 일 때  $\omega_0 \approx 5\gamma M_s (L/R)$ , two-vortex model 일 때는  $\omega_0 \approx 20\gamma M_s (L/R)/9$ 로 정해진다[47].

이제 에너지 감쇠인자의 수식 도출을 위해 [참고문헌 10]의  $\beta = -(D/G)\omega_0$  을 바탕으로 각 모델에서의 고유 회전진동수  $\omega_0$  , 자이로벡터(gyrovector)  $\mathbf{G}$  그리고 감쇠상수  $D$  를 수식에 대입하였다. 그 결과 rigid vortex model 에서 에너지 감쇠  $\beta$  는

$$\beta \approx \frac{5}{2} \alpha \gamma M_s L \left[ 2 + \ln(R/R_c) \right] / R \quad (\text{III.2.1}),$$

와 같으며 two-vortex model 에서는

$$\beta \approx \frac{10}{9} \alpha \gamma M_s L \left[ 2 + \ln(R/R_c) \right] / R \quad (\text{III.2.2})$$

의 수식을 얻을 수 있었다.

우리는 위 두 수식을 통해 에너지 감쇠가 원판을 구성하는 물질의 포화자화량(  $M_s$  ), 고유감쇠상수(  $\alpha$  ), 원판의 두께(  $L$  )에 비례하는 함수라는 사실을 알 수 있다. 본론 III. 2.2~III. 2.3 에서는

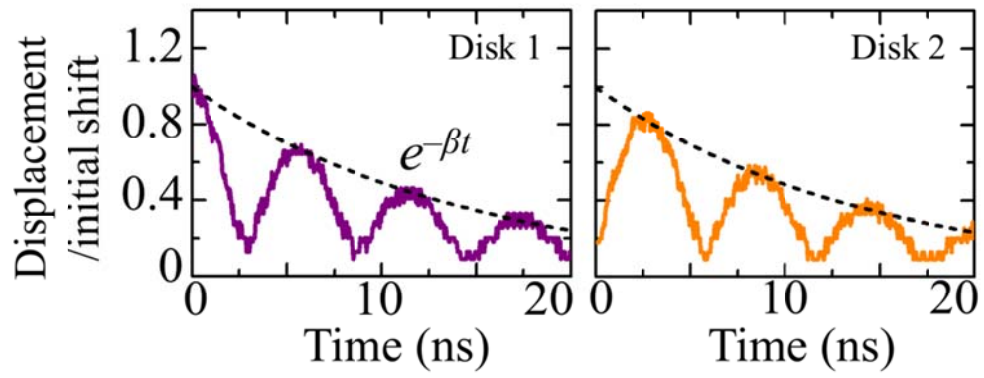
미소자기 전산모사를 통해 얻은 결과와 두 모델에 해당하는 에너지  
감쇠의 수식결과를 비교해봄으로써 수식의 타당성을 확인해 볼 것이다.

### Ⅲ.2.2 에너지 감쇠와 물질 포화자화량 및 고유감쇠상수와의 관계

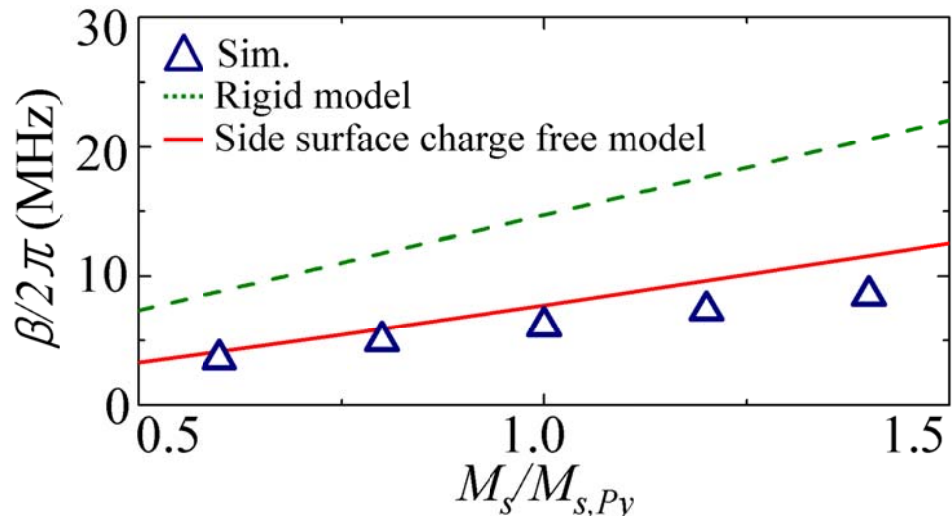
이번 장에서는 식 (Ⅲ.2.1), (Ⅲ.2.2)을 바탕으로 미소자기 전산모사를 이용하여 물질의 포화자화량 및 고유감쇠상수와 에너지 감쇠와의 관계를 확인하려 한다. 에너지 감쇠(energy attenuation,  $\beta$ )는 <그림 14>와 같이 미소자기 전산모사를 통해 얻은 시간에 따른 자기소용돌이 핵 변위의 감소를 지수함수의 기울기로 근사함으로써 얻을 수 있다[10]. 미소자기 전산모사 시 모델은 <그림 5>와 같으며 원판의 크기는 지름 303nm, 두께 10nm 로 통일하였다. 전산모사를 수행하는 데 있어 변수인 포화자화량은 Py 자화량을 기준으로 하여 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.4 배의 값을 정하였으며 고유감쇠상수는 0.005~0.05 범위에서 정하였다. 이 외에 조건들은 본론 Ⅲ.1.2 에서 언급한 것과 같은 값을 사용하였다.

<그림 15>와 <그림 16>은 각각 에너지 감쇠와 포화자화량 그리고 고유감쇠상수와의 관계를 보여주는 결과이다. 식 (Ⅲ.2.1), (Ⅲ.2.2)에서 알 수 있듯이 에너지 감쇠는 두 인자 모두에 비례하는 관계를 가지며 이 경향성은 미소자기 전산모사 결과와도 대체적으로 잘 일치함을 보였다. Rigid vortex model 과 side surface charge free model 에서의 수식 계산 값 차이는 고유회전 진동수에 기인하며 이는

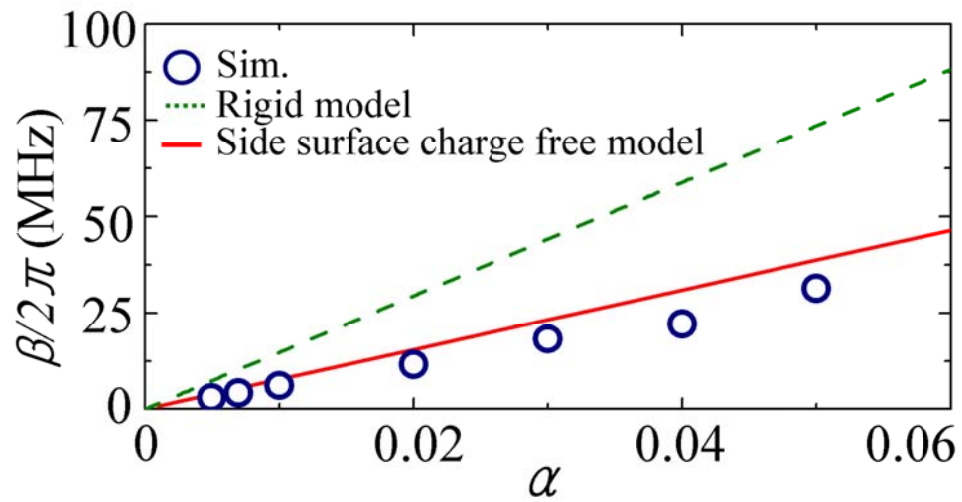
앞에서 언급한 바와 같이 자기소용돌이의 동적 거동을 기술하는데 있어 rigid vortex model 보다 side surface charge free model 이 더 타당하다는 사실[23, 25]에 부합하는 결과이다.



〈그림 14〉 지름 183nm 두께 17.5nm 인 두 원판에서 자기소용돌이 핵의 시간에 대한 절대적 변위 그래프. 이 그래프에서 에너지 감쇠는 시간에 대한 자기소용돌이 핵 변위의 감소를 지수함수로 근사함으로써 얻어질 수 있다.



〈그림 15〉 에너지 감쇠와 포화자화량과의 관계. 원판의 크기는 지름 303nm, 두께 10nm 이며 포화자화량은 Py 포화자화량을 기준으로 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.4 배의 값을 지정하였다. 점선과 일직선은 각각 rigid model, side surface charge free model 에서의 수식 계산 값이며 도형은 미소자기 전산모사 결과에 해당한다.

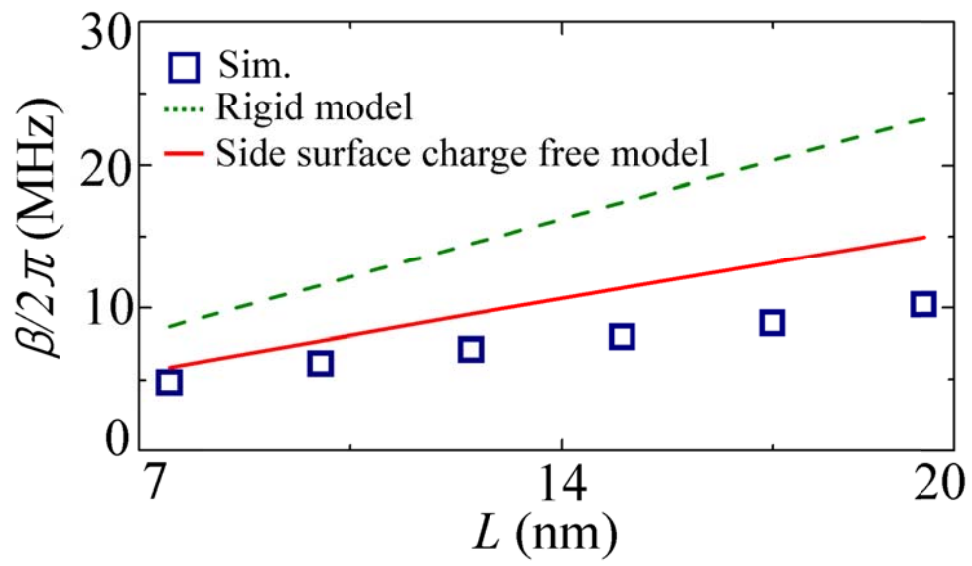


<그림 16> 에너지 감쇠와 고유감쇠상수와의 관계. 원판의 크기는 지름 303nm, 두께 10nm 이며 고유감쇠상수는 0.005~0.05 범위 안에서 정하였다. 점선과 일직선은 각각 rigid model, side surface charge free model 에서의 수식 계산 값이며 도형은 미소자기 전산모사 결과에 해당한다.

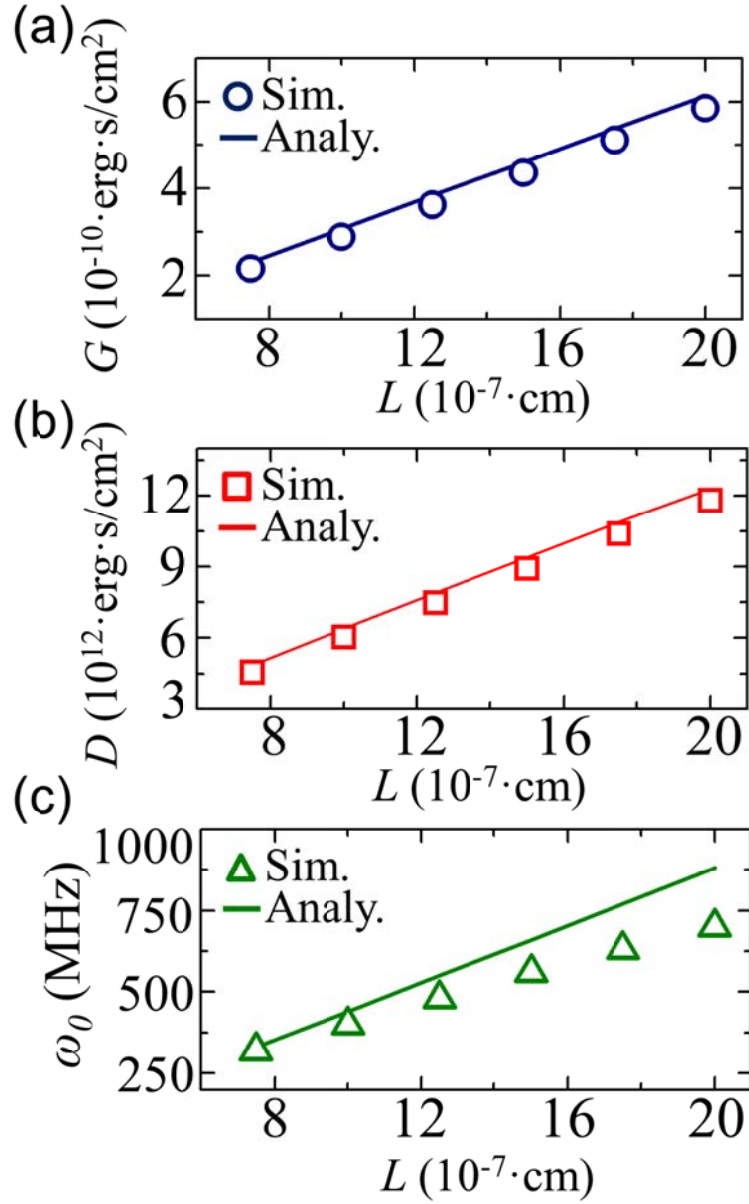
### III.2.3 에너지 감쇠와 원판 두께와의 관계

다음으로 본론 II.2.2 와 마찬가지로 미소자기 전산모사를 이용하여 식 (III.2.1), (III.2.2)의 에너지 감쇠와 원판 두께와의 관계를 확인하였다. 전산모사 시 원판의 지름은 303nm, 변수인 원판의 두께는 5~20nm 안에서 변화시켰으며 그 외 조건은 본론 III.1.2 에서 언급한 것과 동일하다. 그 결과 <그림 17>처럼 에너지 감쇠가 두께에 비례하는 경향을 보였고 역시 rigid vortex model 보다 side surface charge free model 에서 수식계산 값과 전산모사 결과가 더 잘 일치하였다. Side surface charge free model 에서 두께가 커짐에 따라 수식계산 값과 전산모사 결과 사이에 차이가 나는 이유는  $\beta = -(D/G)\omega_0$  을 바탕으로 원판 두께에 따른  $G, D$  그리고  $\omega_0$  의 변화를 살펴봄으로써 알 수 있다. 그 결과 <그림 18>의 (a)-(c)와 같이  $G, D$  는 원판 두께에 선형적으로 비례하며 수식계산과 전산모사 결과가 거의 일치하는 반면  $\omega_0$  는 두께가 커짐에 따라 둘 간의 차이가 증가하였다. 이는 원판의 가장자리에 의한 상호작용이 아닌 두께가 커짐에 따라 자기소용돌이 구조에서 체적 전하에 의한 정자기적 상호작용이 증가하기 때문이며 이로부터 <그림 17>의 side surface charge free model 에서의 차이는 고유 회전진동수에 기인함을 알 수 있다.





<그림 17> 에너지 감쇠와 원판 두께와의 관계. 원판의 크기는 지름 303nm, 두께는 5~20nm 범위 안에서 변화시켜가며 전산모사를 수행하였다. 점선과 일직선은 각각 rigid model, side surface charge free model 에서의 수식 계산 값이며 도형은 미소자기 전산모사 결과에 해당한다.



<그림 18> 지름 303nm 의 원판에서 두께에 따른 (a)자이로벡터  $G$ , (b)감쇠상수  $D$  그리고 (c)고유 회전진동수  $\omega_0$  의 변화. 이로부터 side surface charge free model 에서의 수식계산과 전산모사 결과 간 차이는 고유 회전진동수에 기인함을 알 수 있다.

### Ⅲ.3. 에너지 전달 시간과 에너지 감쇠 곱의 물질 고유감쇠상수의존성

이번 장에서는 궁극적으로 효율적인 에너지 전달을 얻을 수 있는 방법에 관하여 기술하고자 한다. 앞서 본론 Ⅲ. 1, Ⅲ. 2에서는 에너지 전달 시간과 에너지 감쇠에 대해 각각 따로 기술하였지만 결과적으로 에너지 전달이 효율적으로 일어나기 위해서는 이 두 요인이 함께 고려되어야 한다. 즉, 빠른 에너지 전달 시간과 함께 적은 에너지 감쇠가 필요하다. 그리고 이 두 조건을 만족시키기 위해서는 수식적으로 에너지 전달 시간과 에너지 감쇠의 곱( $\tau_{ex} \cdot \beta$ )이 최소가 되어야 함을 알 수 있다. 이를 위해 식 (Ⅲ.1.1)와 식 (Ⅲ.2.1), (Ⅲ.2.2)로부터 각 모델에 해당하는  $\tau_{ex} \cdot \beta$  을 구하였음 그 결과 rigid vortex model의 경우

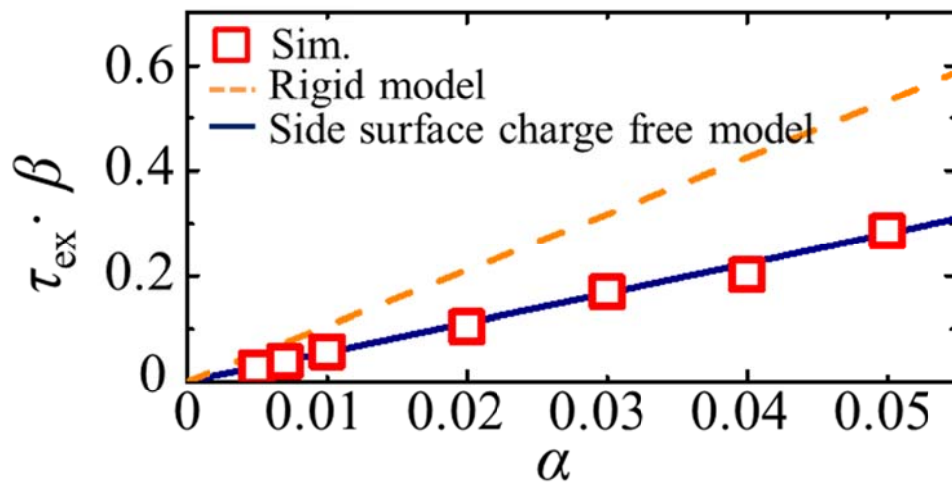
$$\tau_{ex} \cdot \beta = \frac{40\pi^3 \alpha [2 + \ln(R/R_c)]}{\mu_0 |I_x - p_1 p_2 I_y|} \quad (Ⅲ.3.1)$$

와 같이 주어지며 side surface charge free model에서는

$$\tau_{ex} \cdot \beta = \frac{160\pi^3 \alpha [2 + \ln(R/R_c)]}{9\mu_0 |I_x - p_1 p_2 I_y|} \quad (Ⅲ.3.2)$$

가 됨을 알 수 있었다. 두 식으로부터 원판의 반지름과 두 원판 사이의 간격이 일정하다면  $\tau_{ex} \cdot \beta$  는 오로지 고유감쇠상수에 비례한다는 것을

알 수 있다. 마찬가지로 수식의 타당성을 보기 위해 미소자기 전산모사를 수행하였으며 지름 303nm, 두께 10nm을 가지는 원판에 고유감쇠상수는 0.005~0.05범위안에서 변화시켰다. <그림12>는 수식 계산 값과 미소자기 전산모사를 통한 결과를 비교한 그래프이며 비례하는 경향성이 일치하는 것을 확인 할 수 있다. Rigid vortex model에서의 수식 계산 값과 전산모사 결과가 많은 차이가 나는 이유는 본론 III.2.2에서 언급한 바와 같이 고유회전 진동수에 기인한다. 따라서 빠른 에너지 전달 시간과 함께 적은 에너지 감쇠는 고유감쇠상수가 작은 물질을 사용함으로써 동시에 만족시킬 수 있다는 결론을 내릴 수 있다.



〈그림 19〉 에너지 전달 시간, 에너지 감쇠의 곱( $\tau_{ex} \cdot \beta$ )과 고유 감쇠상수와의 관계. 자기소용돌이 핵의 상대적 수직 자화방향이 반평행한 상태에서 원판의 크기는 지름 303nm, 두께 10nm 그리고 고유감쇠상수는 0.005~0.05 범위 안에서 변화시키며 전산모사를 수행하였다. 점선과 일직선은 각각 rigid model, side surface charge free model 에서의 수식 계산 결과이며 도형은 미소자기 전산모사 결과이다.

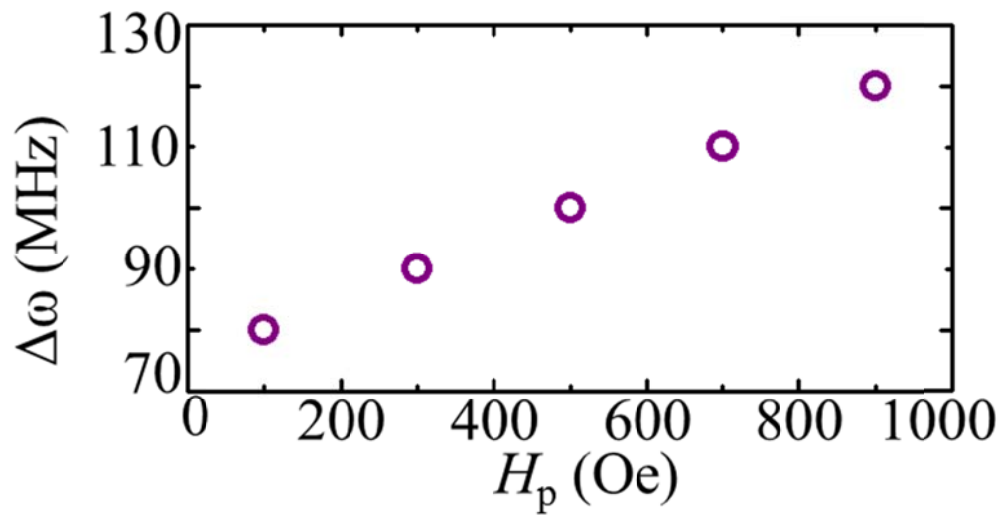
### III. 4 수직방향 자기장에 따른 에너지 전달 시간의 변화

자기소용돌이 핵의 고유회전 진동수는 수직 방향으로 가해진 자기장의 세기에 선형적으로 비례하여 증가하게 된다[48]. 본론 II. 3에서 언급한 바와 같이 진동수 분산은 수식적으로  $\Delta\omega = \omega_0 C_1 C_2 (\eta_x - p_1 p_2 \eta_y)$ , 에너지 전달 시간은  $\tau_{ex} = \pi / \Delta\omega$  와 같다. 따라서 두 수식과 [참고문헌 51]을 바탕으로 수직 방향의 자기장이 가해 진다면 고유회전 진동수가 증가하게 되고 이에 따라 회전진동수 분산은 증가, 에너지 전달 시간은 감소하게 될 것이라 예상할 수 있다.

이를 검증하기 위해 우선 미소자기 전산모사를 통해 수직방향 자기장에 따른 회전진동수 분산의 변화를 살펴보았다. 전산모사 조건은 <그림 5>와 같은 모델에서 지름 303nm, 두께는 15nm인 두 원판 모두에 100, 300, 500, 700, 900Oe 세기의 수직방향 자기장을 가하였다. 그 결과 <그림 19>에 나타나듯이 수직방향 자기장의 존재에 의해 진동수 분산의 변화가 일어남을 확인할 수 있다. 수직방향의 자기장 세기가 증가함에 따라 진동수 분산 또한 처음 자기장의 세기가 100Oe일 때 80MHz를 시작으로 10MHz씩 선형적으로 비례하여 증가하였다.

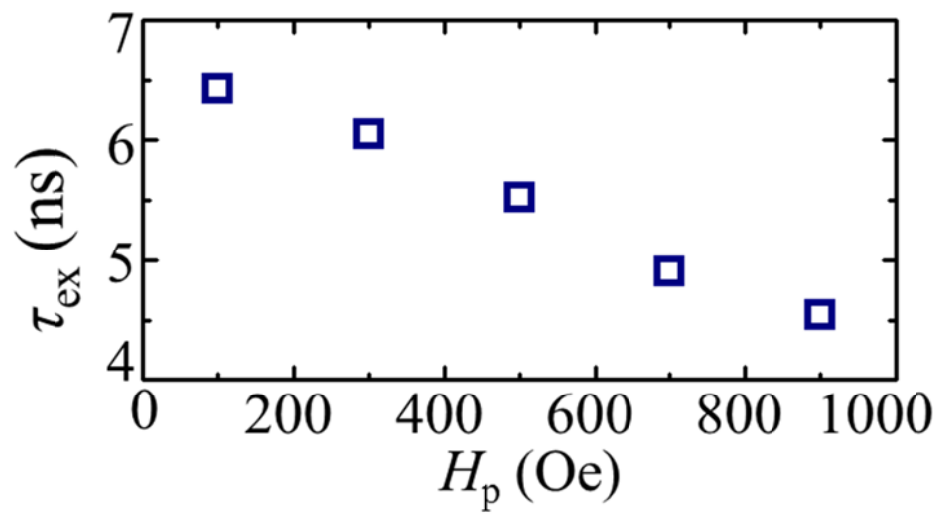
다음으로 에너지 전달 시간의 변화를 보기 위해 본론 III.1.2에

서 언급한 바와 같이 원판 1에서 핵 변위가 최소가 될 때까지의 시간을 살펴보았다. 그 결과 예상대로 수직방향 자기장의 세기가 커짐에 따라 에너지 전달 시간은 반비례하여 감소하는 경향을 보였다<그림 20>. 결론적으로 수식 관계와 <그림 20>의 미소자기 전산모사 결과를 토대로 에너지 전달 시간은 수직 방향의 자기장에 의해 변화될 수 있으며 이때 자기장의 세기가 증가함에 따라 에너지 전달 시간은 빨라지게 된다.



〈그림 20〉 미소자기 전산모사를 통해 얻은 수직 방향 자기장세기에 따른 진동수 분산 변화. 각 전산모사에 대해 자기장의 세기를 100, 300, 500, 700, 900Oe로 하였으며 이 외에는 모두 동일한 조건을 주었다. 결과로 수식적 관계와 마찬가지로 자기장의 세기에 진동수 분산이 선형적으로 비례하며 증가하는 결과를 확인할 수 있었다.





〈그림 21〉 미소자기 전산모사를 통해 얻은 수직 방향 자기장세기에 따른 에너지 전달 시간 변화. 예상한 바와 같이 자기장의 세기에 비례하며 에너지 전달 시간이 감소함을 알 수 있다.

## IV. 결 론

본 연구를 통하여 자기소용돌이 구조 간 에너지 전달 시 에너지 전달 시간과 에너지 감쇠를 외부적으로 제어할 수 있는 방법에 대한 새로운 이해를 제공하였다. 에너지 전달 시간은 두 자기소용돌이 핵 자화방향이 반평행할 때 원형 박막의 두께-반지름 비율이 작을수록 그리고 원판을 더 작은 포화자화량을 가지는 물질로 사용할수록 감소시킬 수 있다. 또한 에너지 감쇠는 원판 물질의 포화자화량, 고유감쇠상수가 작을수록 그리고 원형 박막의 두께를 줄일 수록 더 작아질 수 있다. 궁극적인 효율적 에너지 전달은 작은 고유감쇠상수를 가지는 물질을 선택함으로써 얻어 질 수 있다. 더 나아가 두 원형 박막 모두에 수직한 방향의 자기장을 가함으로써 에너지 전달 시간의 변화를 살펴보았으며 그 결과 자기장의 세기가 클수록 에너지 전달 시간은 감소함을 알 수 있었다. 본 연구의 이러한 결과들은 자기소용돌이 핵의 회전 운동을 매개로 한 정보처리 소자 개발 시 신호 전달 속도 및 에너지 손실을 제어할 수 있는 기반 지식을 제공하였다는데 의의가 있다.

## V. 참고문헌

- [1] S. Bandyopadhyay and M. Cahay, *Electron spin for classical information processing: a brief survey of spin-based logic devices, gates and circuits*. Nanotechnology, **20**, 412001 (2009).
- [2] S.S.P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Magnetic domain-wall racetrack memory*. Science, **320**, 190 (2008).
- [3] M. Hayashi, *et al.*, *Current-controlled magnetic domain-wall nanowire shift register*. Science, **320**, 209 (2008).
- [4] T. Schneider, *et al.*, *Realization of spin-wave logic gates*. Applied Physics Letters, **92**, 022505 (2008).
- [5] A. Khitun, M. Bao, and K.L. Wang, *Magnonic logic circuits*. Journal of Physics D: Applied Physics, **43**, 264005 (2010).
- [6] K. Yakushiji, *et al.*, *High Magnetoresistance Ratio and Low Resistance-Area Product in Magnetic Tunnel Junctions with Perpendicularly Magnetized Electrodes*. Applied Physics Express, **3**, 053003 (2010).
- [7] A. Khitun and K.L. Wang, *Nano scale computational architectures with Spin Wave Bus*. Superlattices and Microstructures, **38**, 184 (2005).
- [8] K.-S. Lee and S.-K. Kim, *Conceptual design of spin wave logic gates based on a Mach–Zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions*. Journal of Applied Physics, **104**, 053909 (2008).

- [9] H. Jung, *et al.*, *Observation of coupled vortex gyrations by 70-ps-time- and 20-nm-space-resolved full-field magnetic transmission soft x-ray microscopy*. Applied Physics Letters, 2010. **97**(22).
- [10] H. Jung, *et al.*, *Tunable negligible-loss energy transfer between dipolar-coupled magnetic disks by stimulated vortex gyration*. Scientific Reports, **1**, 59 (2011).
- [11] S. Barman, A. Barman, and Y. Otani, *Dynamics of 1-D Chains of Magnetic Vortices in Response to Local and Global Excitations*. Ieee Transactions on Magnetics, **46**, 1342 (2010).
- [12] A. Vogel, *et al.*, *Coupled Vortex Oscillations in Spatially Separated Permalloy Squares*. Physical Review Letters, **106**, 137201 (2011).
- [13] A. Vogel, *et al.*, *Signal transfer in a chain of stray-field coupled ferromagnetic squares*. Applied Physics Letters, **99**, 042506 (2011).
- [14] A. Hubert and R. Schafer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer, Berlin, 1998)
- [15] A. Wachowiak, *et al.*, *Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores*. Science, **298**, 577 (2002).
- [16] S.-K. Kim, *et al.*, *Vortex-antivortex assisted magnetization dynamics in a semi-continuous thin-film model system studied by micromagnetic simulations*. Applied Physics Letters, **86**, 052504 (2005).

- [17] Y.W. Liu, *et al.*, *Influence of the dynamic dipolar interaction on the current-induced core switch in vortex pairs*. Physical Review B, **79**, 104435 (2009).
- [18] J. Raabe, *et al.*, *Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks*. Journal of Applied Physics, **88**, 4437 (2000).
- [19] T. Shinjo, *et al.*, *Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy*. Science, **289**, 930 (2000).
- [20] J. Miltat and A. Thiaville, *Vortex cores - Smaller than small*. Science, **298**, 555 (2002).
- [21] K.Y. Guslienko, *et al.*, *Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks*. Journal of Applied Physics, **91**, 8037 (2002).
- [22] K.Y. Guslienko, *et al.*, *Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks*. Applied Physics Letters, **78**, 3848 (2001).
- [23] K.Y. Guslienko, *Magnetostatic interdot coupling in two-dimensional magnetic dot arrays*. Applied Physics Letters, **75**, 394 (1999).
- [24] S.B. Choe, *et al.*, *Vortex core-driven magnetization dynamics*. Science, **304**, 420 (2004).
- [25] J. Shibata, K. Shigeto, and Y. Otani, *Dynamics of magnetostatically coupled vortices in magnetic nanodisks*. Physical Review B, **67**, 224404 (2003).

- [26] K.S. Lee, *Dynamics of magnetic vortex excitations in Soft Magnetic Nanoelements* Ph.D. thesis, Seoul National University, South Korea (2010).
- [27] L.D.Landau and E.M. Lifshitz, *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Phys. Z. Sowjetunion, **8**, 153 (1935).
- [28] W.F. Brown, *Micromagnetics*. (Krieger, New York, 1978.)
- [29] I.L. Landau, *Comparison of the scaling analysis of mixed-state magnetization data with direct measurements of the upper critical field for  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* . Journal of Physics-Condensed Matter, **20**, 275229 (2008).
- [30] T.L. Gilbert, *Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field*. Physical Review, **100**, 1243 (1955).
- [31] B.D. Cullity and C.D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*. (IEEE Computer Society Press, Wiley, 2008).
- [32] K.-S. Lee and S.-K. Kim, *Two circular-rotational eigenmodes and their giant resonance asymmetry in vortex gyrotropic motions in soft magnetic nanodots*. Physical Review B, **78**, 014405 (2008).
- [33] J.P. Park, *et al.*, *Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures*. Physical Review B, **67**, 020403 (2003).
- [34] V. Novosad, *et al.*, *Spin excitations of magnetic vortices in ferromagnetic nanodots*. Physical Review B, **66**, 052407 (2002).

- [35] M. Buess *et al.*, *Fourier transform imaging of spin vortex eigenmodes*. Physical Review Letters, **93**, 129902 (2004).
- [36] A.A. Thiele, *Steady-State\_Motion\_of\_Magnetic\_Domains*. Physical Review Letters, **30**, 230 (1973).
- [37] D. Huber, *Dynamics of spin vortices in two-dimensional planar magnets*. Physical Review B, **26**, 3758 (1982).
- [38] V. Novosad *et al.*, *Nucleation and annihilation of magnetic vortices in sub-micron permalloy dots*. Ieee Transactions on Magnetism, **37**, 2088 (2001).
- [39] K.L. Metlov and K.Y. Guslienko, *Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **242**, 1015 (2002).
- [40] K. Guslienko *et al.*, *Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays*. Physical Review B, **65**, 024414 (2001).
- [41] K.Y. Guslienko and V. Novosad, *Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots*. Journal of Applied Physics, **96**, 4451 (2004).
- [42] S.T. Thornton and J.B. Marion, *Classical dynamics of particles and systems*. ( Fifth, 2004).

- [43] K.-S. Lee *et al.*, *Normal modes of coupled vortex gyration in two spatially separated magnetic nanodisks*. Journal of Applied Physics, **110**, 113903 (2011).
- [44] O.V. Sukhostavets, J.M. Gonzalez, and K.Y. Guslienko, *Magnetic Vortex Excitation Frequencies and Eigenmodes in a Pair of Coupled Circular Dots*. Applied Physics Express, **4**, 065003 (2011).
- [45] A. Vogel *et al.*, *Influence of Dipolar Interaction on Vortex Dynamics in Arrays of Ferromagnetic Disks*. Physical Review Letters, **105**, 037201 (2010).
- [46] M. Weigand *et al.*, *Vortex Core Switching by Coherent Excitation with Single In-Plane Magnetic Field Pulses*. Physical Review Letters, **102**, 037201 (2009).
- [47] K. Guslienko *et al.*, *Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots*. Physical Review Letters, **96**, 067205 (2006).
- [48] M.W. Yoo *et al.*, *Perpendicular-bias-field-dependent vortex-gyration eigenfrequency*. Journal of Applied Physics, **109**, 063903 (2011).



## Publication List

1. J.-H. Kim, K.-S. Lee, H. Jung, D.-S. Han, and S.-K. Kim, Appl. Phys. Lett. **101**, 092403 (2012).

## Presentation in conferences

### International Conference

1. [2012] The 19<sup>th</sup> International Conference on Magnetism (ICM, 2012), Busan, Korea, July 8-13, 2012.

**J.-H. Kim**, K.-S. Lee, H. Jung, D.-S Han, and S.-K Kim

“Vortex-gyration transfer rate and energy attenuation in coupled nanodisks”

### Domestic Conference

1. [2012] 한국자기학회 2012 년도 임시총회 및 하계학술연구발표회, 대전, May 24-25, 2012

**J.-H. Kim**, K.-S. Lee, H. Jung, D.-S Han, and S.-K Kim

“Vortex-gyration transfer rate and energy attenuation in coupled nanodisks”